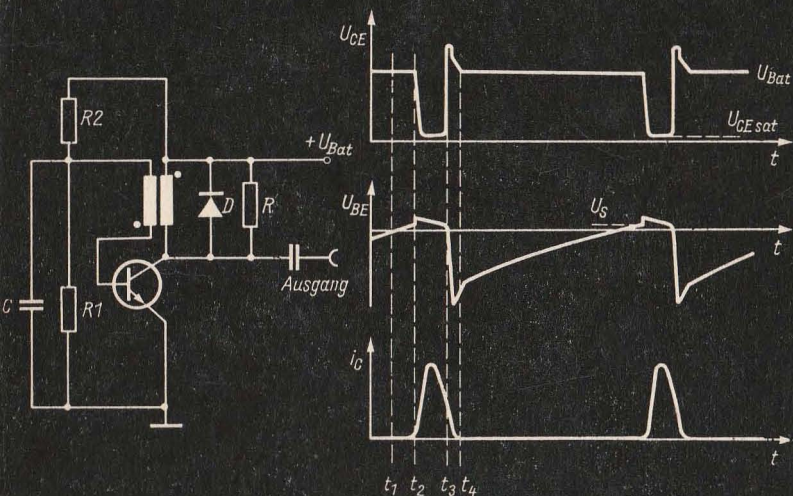


amateurreihe

electronica



Horst Frey

144

**Schwingungserzeugung
in Theorie und Praxis**

electronica • Band 144

HORST FREY

Schwingungserzeugung in Theorie und Praxis



MILITÄRVERLAG
DER DEUTSCHEN DEMOKRATISCHEN
REPUBLIK

1. Auflage, 1976, 1.—15. Tausend

© Militärverlag

der Deutschen Demokratischen Republik (VEB) — Berlin, 1976

Cheflektorat Militärliteratur

Lizenz-Nr. 5

LSV 3539

Lektor: Dipl.-Phys. Hans-Joachim Mönig

Zeichnungen: Gudrun Maraun

Typografie: Peter Mauksch · Hersteller: Ingeburg Zoschke

Vorauskorrektor: Johanna Pulpit

Korrektor: Gertraut Purfürst

Printed in the German Democratic Republic

Gesamtherstellung: Druckerei Märkische Volksstimme Potsdam

Redaktionsschluß: 15. Januar 1976

Bestellnummer: 745 805 1

DDR 1,90 M

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	5
1. Sinusförmige Schwingung	6
1.1. Freie und erzwungene Schwingung	9
1.2. Elektrische Schwingkreise	10
1.2.1. Resonanzbedingung	11
1.2.2. Reihenschwingkreis	12
1.2.3. Parallelschwingkreis	15
2. Impulsförmige Schwingung	19
2.1. Rechteckimpuls	19
2.2. Sägezahnimpuls	21
3. Grundlagen der Schwingungserzeugung	22
3.1. Rückkopplung	22
3.2. Rückkopplungsarten	22
3.3. Prinzip der Selbsterregung	24
3.4. Rückkopplungsgleichung	26
4. Oszillatoren zur Erzeugung von Sinusschwin- gungen	29
4.1. HF-Oszillatoren mit Elektronenröhren	29
4.1.1. „Klassische“ Oszillatoren	29
4.1.2. <i>Huth-Kühn</i> -Oszillator	37
4.1.3. Elektronengekoppelter Oszillator (ECO-Schaltung)	43
4.1.4. <i>Clapp</i> -Oszillator	45
4.1.5. <i>Franklin</i> -Oszillator	46
4.1.6. <i>Clapp-Franklin</i> -Oszillator	46
4.2. HF-Oszillatoren mit Transistoren	47
4.2.1. „Klassische“ Oszillatoren mit Transistoren	48
4.2.2. <i>Clapp</i> -Oszillator	51

4.2.3.	Transistoroszillator mit Rückkopplung durch Kondensator zwischen Kollektor und Emitter ..	52
4.2.4.	Vereinfachte Berechnung eines HF-Transistoroszillators	53
4.3.	Stabilität von Oszillatoren	56
4.3.1.	Amplitudenstabilität	56
4.3.2.	Frequenzstabilität	58
4.3.3.	Maßnahmen zur Erzielung einer guten Amplituden- und Frequenzstabilität	59
4.4.	Quarzoszillatoren	60
4.4.1.	Quarz als Schaltelement	60
4.4.2.	Quarzoszillatoren mit Röhren	64
4.4.3.	Quarzoszillatoren mit Transistoren	65
4.5.	RC-Generatoren	68
4.5.1.	RC-Generator mit <i>Wien</i> -Brücke	69
4.5.2.	RC-Generator mit Phasenschieberkette	71
4.5.3.	RC-Generatoren mit T-Gliedern	74
5.	Oszillatoren zur Erzeugung von Impulsschwingungen	77
5.1.	Rechteckgeneratoren	77
5.1.1.	Sperrschwinger	77
5.1.2.	Multivibratoren	80
5.2.	Sägezahngeneratoren	92
5.3.	<i>Schmitt</i> -Trigger	97
6.	Literaturverzeichnis	101

Vorwort

Die vorliegende Broschüre befaßt sich mit den Grundlagen der Schwingungserzeugung. Ausgehend von den Definitionen der Schwingungsbegriffe über die Eigenschaften der Schwingkreise, werden in den weiteren Abschnitten die theoretische und praktische Seite der Erzeugung von Sinus- und Impulsschwingungen erläutert.

Schwerpunktmäßig sind besonders interessierende Probleme rechnerisch umfangreicher abgehandelt worden als andere. Neben den prinzipiellen Erläuterungen der Wirkungsweise von Oszillatoren ist auch Wert darauf gelegt worden, praktische Schaltungsbeispiele darzustellen.

Die Broschüre wendet sich vor allem an die jungen Amateure und Techniker. Der Autor hat versucht, in knapper Form die wichtigsten Grundlagen der Schwingungserzeugung verständlich darzulegen. Dabei sind sowohl Röhren- als auch Transistorschaltungen aus didaktischen Gründen gleichermaßen behandelt.

Verschiedene Probleme mußten aus Gründen des Umfangs der Broschüre entfallen. Dazu gehören die Speisung von Oszillatoren, die Gegentaktoszillatoren und die Höchsthäufigkeitserzeugung. Dazu möchte der Leser auf die entsprechende Spezialliteratur zurückgreifen.

Kritische Hinweise, die zur Verbesserung des Inhalts oder der Darstellung beitragen, werden dankend anerkannt.

Erfurt, im August 1974

Horst Frey

1. Sinusförmige Schwingung

Eine sinusförmige Schwingung oder eine sinusförmige Wechselspannung kann man sich als Projektion eines rotierenden Zeigers auf die Ordinate eines Koordinatenkreuzes vorstellen. Bild 1.1 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Zeigerbild und der Sinusschwingung.

Der Zeiger U rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit ω um seinen Anfangspunkt. Die Senkrechte u hat die Größe:

$$u = U \cdot \sin \alpha . \quad (1.1)$$

Dabei ist α der Winkel, der zwischen dem Zeiger U und der Abszisse gebildet wird.

Die Zeit, die für einen gesamten Umlauf, also 2π bzw. 360° , des Zeigers benötigt wird, bezeichnet man mit T , und die Zeit, die für einen beliebigen Winkel α benötigt wird, mit t .

Es gilt das Verhältnis:

$$\frac{\alpha}{t} = \frac{2 \pi}{T} . \quad (1.2)$$

Nach α umgestellt, ergibt sich:

$$\alpha = 2 \pi \cdot \frac{t}{T} . \quad (1.3)$$

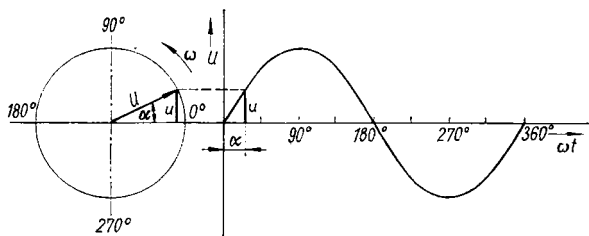


Bild 1.1 Zusammenhang zwischen Sinusschwingung und Zeigerbild

Da T die Zeit für einen Umlauf ist, erhält man die Umlaufzahl je Sekunde, d. h. die *Frequenz* einer Schwingung:

$$f = \frac{1}{T}. \quad (1.4)$$

Gl. (1.4) in Gl. (1.3) eingesetzt, ergibt:

$$\alpha = 2 \pi \cdot f \cdot t. \quad (1.5)$$

Den Ausdruck $2 \pi \cdot f$ bezeichnet man als *Winkelgeschwindigkeit* ω oder *Kreisfrequenz* ω :

$$\omega = 2 \pi \cdot f = \frac{2 \pi}{T}. \quad (1.6)$$

Setzt man ω in Gl. (1.5) ein, so wird

$$\alpha = \omega \cdot t$$

und $\omega \cdot t$ wieder in Gl. (1.1) eingesetzt, ergibt:

$$u = U \cdot \sin \omega t.$$

Beginnt der Zeiger mit seinem Umlauf nicht bei $t = 0$, sondern zu einer beliebigen Zeit bzw. bei einem beliebigen Winkel φ_0 , so ergibt sich die endgültige Formel für die Sinusschwingung:

$$u = U \cdot \sin (\omega t + \varphi_0), \quad (1.7)$$

mit u — Augenblickswert der Schwingung, U — Maximalwert oder Amplitude, $\omega t + \varphi_0$ — Phasenwinkel, φ_0 — Nullphasenwinkel (Phasenwinkel für $t = 0$), t — Zeit, f — Frequenz, ω — Kreisfrequenz.

Die Bestimmungsstücke einer Sinusschwingung oder einer sinusförmigen Wechselspannung können also wie folgt charakterisiert werden:

Amplitude U

Die Amplitude U stellt den weitesten Ausschlag einer Schwingung dar, die von der Ruhelage aus nach beiden Seiten erreicht wird (Bild 1.2). Die gesamte Schwingungsweite ist somit $2 U$.

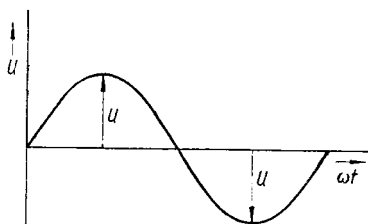


Bild 1.2
Amplitude einer
Schwingung

Frequenz f

Unter der Frequenz versteht man die Anzahl der Schwingungen in einer Sekunde. Sie wird in Hertz ($1 \text{ Hz} = 1 \text{ s}^{-1}$) angegeben. Bild 1.3 zeigt als Beispiel eine Schwingung mit einer Frequenz von 2 Hz, d. h., es sind zwei ganze Perioden T in der Zeiteinheit von 1 s vorhanden. Die Formel für die Frequenz lautet:

$$f = \frac{1}{T}.$$

Kreisfrequenz ω

Die Anzahl der Schwingungen kann auch durch die Kreisfrequenz ausgedrückt werden:

$$\omega = 2 \pi \cdot f = \frac{2 \pi}{T}.$$

Die Kreisfrequenz ω gibt an, mit welcher Geschwindigkeit der Zeiger einen Umlauf von 360° bzw. 2π zurücklegt.

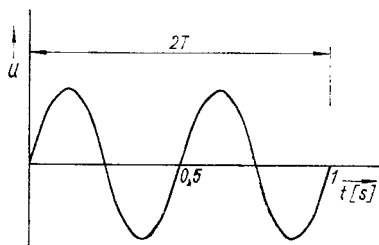


Bild 1.3
2-Hz-Schwingung

Wellenlänge λ

Dieser Begriff hat eine besondere Bedeutung im Bereich der Hochfrequenztechnik und soll deshalb an dieser Stelle mit erwähnt werden.

Die Wellenlänge ergibt sich bei Division der Ausbreitungsgeschwindigkeit c des Lichtes bzw. der elektromagnetischen Wellen (im Vakuum) durch die Frequenz der Schwingung:

$$\lambda = \frac{c}{f}. \quad (1.8)$$

Die Wellenlänge λ ist z. B. der Abstand zwischen den zwei höchsten Amplitudenwerten oder zwischen den beiden Nulldurchgängen der Schwingung (Bild 1.4).

1.1. Freie und erzwungene Schwingung

In Bild 1.5 sind die beiden uns interessierenden Schwingungsformen — die freie und die erzwungene Schwingung — dargestellt.

Freie Schwingungen entstehen, wenn ein Schwingungsgebilde, z. B. ein Pendel oder ein elektrischer Schwingkreis, einmalig angeregt und sich dann selbst überlassen wird. Die entstehende Frequenz der Schwingung ist dabei gleich der Eigenfrequenz des Schwingungsgebildes. Die Amplitude der Schwingung nimmt wegen der stets vorhandenen Verluste nach einer e -Funktion ($e = 2,718$) ab; die Schwingung ist gedämpft.

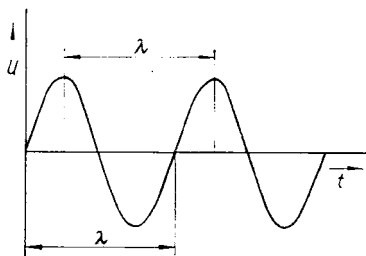


Bild 1.4
Zur Definition
der Wellenlänge

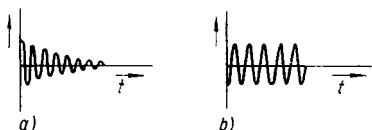


Bild 1.5
Schwingungsformen;
a — freie Schwingung,
b — erzwungene
Schwingung

Bei den erzwungenen Schwingungen wird dem Schwingungsgebilde von außen ständig neue Energie zugeführt, die zur Aufrechterhaltung der Schwingung dient. Das Schwingungsgebilde schwingt nach dem Einschwingen nicht mehr mit der eigenen, sondern mit der Frequenz der erregenden Schwingung. Die Amplitude der entstehenden Schwingung wird größer, wenn die angelegte Frequenz von der Eigenfrequenz weniger abweicht, und kleiner, wenn die angelegte Frequenz von der Eigenfrequenz des Schwingungsgebildes weiter entfernt liegt. Die größten Amplituden werden erreicht, wenn die angelegte Frequenz mit der Eigenfrequenz übereinstimmt (Resonanzfall) [1].

1.2. Elektrische Schwingkreise

Das einfachste System mit einer elektrischen Eigenschwingung ist der Schwingkreis, der aus einer Kapazität C und einer Induktivität L besteht (Bild 1.6).

Die sich wechselseitig ineinander umsetzenden Energien sind einmal die elektrische Energie (potentielle Energie) der Kapazität, zum anderen die magnetische Energie (kinetische Energie) der Induktivität. Die Eigenschwingung dieses Systems unterliegt einer Dämpfung, hervorgerufen durch die ohmschen

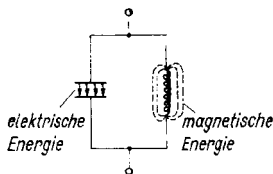


Bild 1.6
Elektrischer Schwingkreis

Widerstände des Kreises, die die Schwingungsenergie in Wärmeenergie umwandeln.

1.2.1. Resonanzbedingung

Die günstigste Bedingung für einen Energieaustausch liegt dann vor, wenn die Widerstände der beiden Schaltelemente gleich groß sind, d. h. wenn der kapazitive Widerstand

$$X_C = \frac{1}{\omega C}$$

gleich dem induktiven Widerstand

$$X_L = \omega \cdot L$$

ist, also

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}. \quad (1.9)$$

Diesen Zustand bezeichnet man als *Resonanzbedingung*. Aus Gl. (1.9) kann die Kreisfrequenz des Schwingkreises abgeleitet werden:

$$\begin{aligned} \omega L &= \frac{1}{\omega \cdot C}, \\ \omega^2 &= \frac{1}{L \cdot C}, \\ \omega_r &= \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Mit dem Ausdruck $\omega = 2 \pi \cdot f$ ergibt sich die Frequenz (Eigenfrequenz) des verlustfreien Schwingkreises im Resonanzfall:

$$f_r = \frac{1}{2 \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}. \quad (1.11)$$

Techniker benutzen häufig die daraus abgeleiteten Formeln (zugeschnittene Größengleichung):

$$f_r = \frac{159}{\sqrt{L \cdot C}} \quad \text{und} \quad L = \frac{25\,350}{f_r^2 \cdot C}, \quad (1.12)$$

mit f in MHz, L in μH , C in pF.

1.2.2. Reihenschwingkreis

In Abschnitt 1.2., Elektrische Schwingkreise, sind die Wechselgrößen der Einfachheit halber mit U , I und R bezeichnet. Den Stromlaufplan des Reihenschwingkreises zeigt Bild 1.7. Der Widerstand r_L stellt den ohmschen Verlustwiderstand der Spule dar. Die Kondensatorverluste sind als vernachlässigbar klein angenommen.

Die Teilspannungen über den Schaltelementen werden im Zeigerdiagramm (Bild 1.8) dargestellt. Aus dem Zeigerdiagramm sind folgende Ausdrücke mathematisch ableitbar:
Spannung U :

$$U = \sqrt{U_{r_L}^2 + (U_L - U_C)^2}, \quad (1.13)$$

Scheinwiderstand R_s :

$$R_s = \sqrt{r_L^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}, \quad (1.14)$$

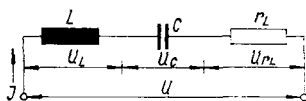


Bild 1.7
Reihenschwingkreis

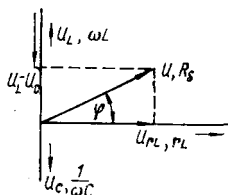


Bild 1.8
Zeigerbild der Teilspannungen am Reihenschwingkreis

Phasenverschiebung φ :

$$\tan \varphi = \frac{U_L - U_C}{U_{r_L}} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r_L} \quad (1.15)$$

Im Resonanzfall sind die beiden Blindwiderstände gleich groß und heben sich auf. Somit ist der Resonanzwiderstand gleich dem ohmschen Widerstand, d. h. $Z_r = r_L$, und die Spannungen an L und C heben sich wegen ihrer Gegenphasigkeit ebenfalls auf (Bild 1.9). Das bedeutet, daß im Resonanzfall der durch den Reihenschwingkreis fließende Strom I nur durch den ohmschen Widerstand r_L begrenzt wird. Da in der Praxis der ohmsche Widerstand sehr kleine Werte annehmen kann, treten dann hohe Ströme auf.

Bild 1.10 zeigt die Abhängigkeit des Stromes von der Frequenz.

Die Teilspannungen an L und C können wesentlich größer sein als die Gesamtspannung U. Die Ursache liegt in der großen Stromaufnahme des Schwingkreises im Resonanzfall:

$$I_{\max} = \frac{U}{r_L}.$$

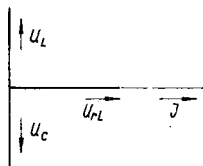


Bild 1.9
Teilspannungen des Reihenschwingkreises im Resonanzfall

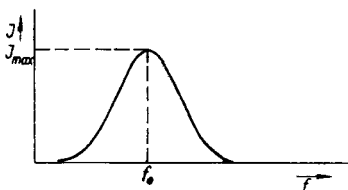


Bild 1.10
Resonanzkurve des Reihenschwingkreises

Für die Spannungsabfälle an L und C im Resonanzfall ergeben sich:

$$U_L = I_{\max} \cdot \omega_r L$$

und

$$U_C = I_{\max} \cdot \frac{1}{\omega_r C}. \quad (1.16)$$

Diese Spannungsabfälle nehmen im Resonanzfall höhere Werte als die angelegte Spannung an und werden deshalb als Spannungsüberhöhungen bezeichnet. Aus ihnen leitet sich der Begriff der *Güte* ab, die mit q bezeichnet wird.

Unter der *Güte* versteht man das Verhältnis zwischen U_L/U oder U_C/U oder, anders ausgedrückt, das Verhältnis des induktiven Blindwiderstands bei Resonanz zum Spulenverlustwiderstand r_L :

$$q = \frac{U_L}{U} = \frac{I \cdot \omega_r \cdot L}{I \cdot r_L} = \frac{\omega_r L}{r_L}, \quad (1.17a)$$

oder, da $\omega_r \cdot L = \frac{1}{\omega_r C}$ ist:

$$q = \frac{U_C}{U} = \frac{I}{I \cdot r_L \cdot \omega_r \cdot C} = \frac{1}{\omega_r \cdot r_L \cdot C}. \quad (1.17b)$$

Mit der Beziehung

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$$

ergibt sich die Formel für die Kreisgüte:

$$q = \frac{1}{r_L} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (1.17c)$$

Um eine hohe Kreisgüte zu erreichen, ist also neben einem kleinen Spulenverlustwiderstand r_L auch ein großes L/C -Verhältnis anzustreben.

1.2.3. Parallelschwingkreis

Bild 1.11 zeigt einen Parallelschwingkreis. Die Verluste sind durch den parallelen Spulenverlustwiderstand r_{Lp} dargestellt. Die Größenordnung von r_{Lp} liegt bei einigen hundert Kiloohm. Da der parallele Kondensatorverlustwiderstand r_{Cp} in der Größenordnung von über hundert Megaohm liegt und somit gegen r_{Lp} vernachlässigbar ist, wird er an dieser Stelle nicht berücksichtigt.

Aus der Zeigerbilddarstellung der Teilströme (Bild 1.12) können folgende Ausdrücke mathematisch abgeleitet werden: Gesamtstrom I :

$$I = \sqrt{I_{r_{Lp}}^2 + (I_C - I_L)^2}. \quad (1.18)$$

Nach dem Ohmschen Gesetz gilt für die einzelnen Teilströme:

$$I_{r_{Lp}} = \frac{U}{r_{Lp}},$$

$$I_C = U \cdot \omega \cdot C,$$

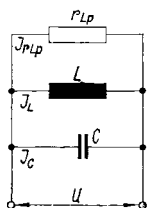


Bild 1.11
Parallelschwingkreis

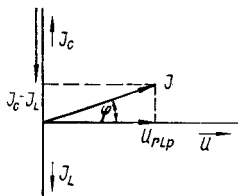


Bild 1.12
Zeigerbild der Teilströme
am Parallelschwingkreis

$$I_L = \frac{U}{\omega \cdot L}.$$

Diese Ausdrücke, in Gl. (1.18) eingesetzt, ergeben: >

$$I = \sqrt{\left(\frac{U}{r_{Lp}}\right)^2 + \left(U \cdot \omega \cdot C - \frac{U}{\omega \cdot L}\right)^2},$$

$$I = U \cdot \sqrt{\frac{1}{r_{Lp}^2} + \left(\omega \cdot C - \frac{1}{\omega \cdot L}\right)^2}.$$

Der Ausdruck

$$\sqrt{\frac{1}{r_{Lp}^2} + \left(\omega \cdot C - \frac{1}{\omega \cdot L}\right)^2}$$

ist die geometrische Summe der Einzelleitwerte der Parallelkreiselemente; deshalb bezeichnet man ihn als *Scheinleitwert* G_s :

$$G_s = \sqrt{\frac{1}{r_{Lp}^2} + \left(\omega \cdot C - \frac{1}{\omega \cdot L}\right)^2}. \quad (1.19)$$

Dabei sind $\frac{1}{r_{Lp}}$, $\omega \cdot C$ und $\frac{1}{\omega \cdot L}$ die Leitwerte der Schwingkreiselemente.

Die Phasenverschiebung φ zwischen Strom und Spannung ist nach Bild 1.12:

$$\tan \varphi = \frac{I_C - I_L}{r_{Lp}},$$

$$\tan \varphi = r_{Lp} \cdot \left(\omega \cdot C - \frac{1}{\omega \cdot L}\right). \quad (1.20)$$

Im Resonanzfall heben sich die Wirkungen der beiden Blindwiderstände auf; d. h., der Leitwert des ohmschen Widerstands ist dann gleich dem Scheinleitwert:

$$G_s = \frac{1}{r_{Lp}},$$

und der Resonanzwiderstand des Parallelkreises, auch als Kreiswiderstand bezeichnet, ist:

$$Z_r = r_{Lp}.$$

Der parallele Spulenverlustwiderstand r_{Lp} hängt von der Frequenz ab und errechnet sich für die Resonanzfrequenz nach:

$$r_{Lp} = \frac{(\omega_r \cdot L)^2}{r_L}.$$

Mit $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ ergibt sich schließlich folgende Beziehung für den Resonanzwiderstand:

$$Z_r = \frac{1}{r_L} \cdot \frac{L}{C}.$$

Je kleiner r_L und je günstiger das $\frac{L}{C}$ -Verhältnis ist, desto größer wird der Resonanzwiderstand. Das $\frac{L}{C}$ -Verhältnis bezeichnet man auch als Kennwiderstand Z_0 des Parallelkreises. Es können also folgende Formeln für die Berechnung des Resonanzwiderstands angegeben werden:

$$Z_r = \varrho \cdot \omega_r \cdot L = \varrho \cdot \sqrt{\frac{L}{C} = \frac{1}{r_L} \cdot \frac{L}{C}}. \quad (1.21)$$

Der kleinste Stromwert wird durch den Resonanzwiderstand Z_r bestimmt:

$$I_{\min} = \frac{U}{Z_r}.$$

Der Strom durch die Induktivität und Kapazität beträgt aber

$$I_L = \frac{U}{\omega_r \cdot L}$$

und

$$I_C = U \cdot \omega_r \cdot C.$$

Diese Stromüberhöhungen kennzeichnen die Güte des Schwingkreises. Die Güte des Parallelkreises ist das Verhältnis zwischen I_L/I und I_C/I :

$$\begin{aligned} Q &= \frac{I_L}{I} = \frac{U \cdot Z_r}{\omega_r \cdot L \cdot U} = \frac{Z_r}{\omega_r \cdot L} = \frac{1}{\omega_r \cdot r_L \cdot C}, \\ Q &= \frac{I_C}{I} = \frac{U \cdot \omega_r \cdot C \cdot Z_r}{U} = \omega_r \cdot Z_r \cdot C = \frac{\omega_r \cdot L}{r_L}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Mit $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ ergibt sich weiterhin:

$$Q = \frac{\omega_r \cdot L}{r_L} = \frac{L}{r_L \cdot \sqrt{L \cdot C}} = \frac{1}{r_L} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (1.23)$$

Aus den Betrachtungen geht hervor, daß sich die Kreisgüten für den Reihen- und Parallelkreis nach den gleichen Beziehungen (Gl. 1.17c und Gl. 1.23) errechnen.

Die im Resonanzfall auftretenden Spannungs- und Stromüberhöhungen führten zu den Bezeichnungen *Spannungsresonanz* (Reihenkreis) und *Stromresonanz* (Parallelkreis).

Die Resonanzkurve des Parallelkreises ist in Bild 1.13 dargestellt.

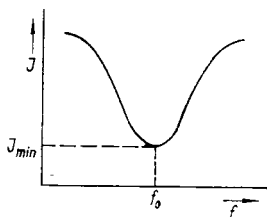


Bild 1.13
Resonanzkurve des
Parallelschwingkreises

2. Impulsförmige Schwingung

In den letzten Jahren hat wegen der enormen Entwicklung der Gebiete wie Radartechnik, Fernsehtechnik, EDV usw. die Impulstechnik als Spezialgebiet der Schwingungserzeugung besondere Bedeutung erlangt. Von der Vielzahl der uns bekannten impulsförmigen Schwingungen sollen besonders der Rechteckimpuls und der Sägezahnimpuls (Bild 2.1) genauer untersucht und einige Definitionen festgelegt werden.

2.1. Rechteckimpuls

Die Erzeugung eines Rechteckimpulses in idealer Form, d. h. mit genau senkrechtem Anstieg zur Abszisse, ist physikalisch nicht möglich. Der in der Praxis erzeugte Rechteckimpuls wird stets bestimmte Anstiegs- und Abfallzeiten aufweisen. Wie groß solche Zeiten sind oder wie stark das Überspringen ist, hängt von der Qualität des verwendeten Impulsgenerators ab. In [2] werden folgende Definitionen für den Rechteckimpuls angegeben (Bild 2.2):

- Anstiegszeit t_a ;
- Abfallzeit t_{a1} ,
beide Zeiten gemessen als Zeitdifferenz zwischen den relativen Amplitudenwerten 0,1 und 0,9;
- Impulsdauer t_I ,
gemessen zwischen den relativen Amplitudenwerten 0,5 der beiden Flanken;

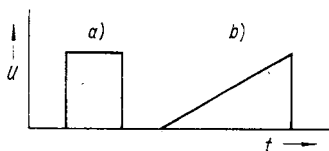


Bild 2.1
Impulsförmige
Schwingungen;
a — Rechteckimpuls,
b — Sägezahnimpuls

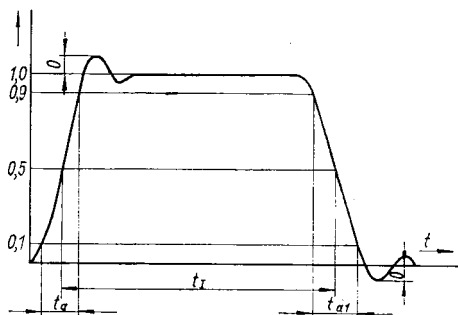


Bild 2.2 Definitionen am Rechteckimpuls

- Überschwingen O ,
kennzeichnet die Größe des ersten Maximums, bezogen auf die Amplitude des Impulsdachs, und wird in Prozent angegeben;
- Dachabfall D ,
er interessiert besonders bei langen Impulsen. Bei ihnen kann das Impulsdach in Form einer Dachschräge verformt sein (Bild 2.3).

Der Dachabfall wird durch das Verhältnis

$$D = \frac{d}{A} \quad (2.1)$$

ausgedrückt.

- Tastverhältnis v ,
es ist bei bestimmten Anwendungsgebieten von Rechteckgeneratoren von Interesse (Bild 2.4) und wird als Ver-

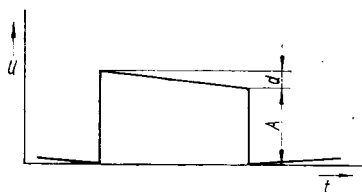


Bild 2.3
Dachabfall beim
Rechteckimpuls

hältnis zwischen Impulsdauer t_I und Periodendauer T angegeben:

$$v = \frac{t_I}{T}. \quad (2.2)$$

2.2. Sägezahnimpuls

Beim Sägezahnimpuls (Bild 2.5) werden besondere Anforderungen an die Linearität (Durchbiegung) des Hinlaufs und an die Kürze des Rücklaufs gestellt.

Die Periode des Sägezahnimpulses ist nach Bild 2.5:

$$T = t_h + t_r. \quad (2.3)$$

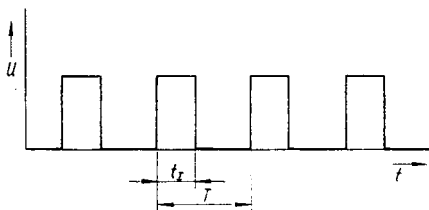


Bild 2.4 Zur Definition des Tastverhältnisses

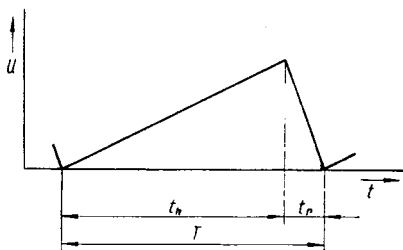


Bild 2.5 Definition am Sägezahnimpuls

3. Grundlagen der Schwingungserzeugung

3.1. Rückkopplung

Rückkopplung bedeutet allgemein das Zurückführen eines Teiles der von einem Verstärker abgegebenen Ausgangsspannung auf den Eingang des Verstärkers (Bild 3.1).

Dabei ist es im Prinzip uninteressant, ob die rückgekoppelte Spannung über eine oder mehrere Verstärkerstufen zurückgeführt wird oder ob die Rückkopplungsspannung in Reihe oder parallel zum Verstärkereingang liegt.

Mit der Rückkopplung können die Eigenschaften des Verstärkers verändert werden.

3.2. Rückkopplungsarten

Es werden in der Praxis verschiedene Rückkopplungsarten unterschieden:

— Spannungsrückkopplung

Die Spannungsrückkopplung kann sowohl in Reihenschaltung als auch in Parallelschaltung erfolgen. Eine Spannungsrückkopplung liegt immer dann vor, wenn die Rückkopplungsspannung proportional der Ausgangsspannung ist. Schematische Schaltungsbeispiele sind in Bild 3.2 dargestellt.

— Stromrückkopplung

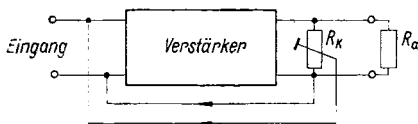


Bild 3.1 Prinzip der Rückkopplung

Auch bei der Stromrückkopplung gibt es die Reihen- und Parallelschaltung. Stromrückkopplung liegt dann vor, wenn die Rückkopplungsspannung proportional dem Ausgangsstrom ist (Bild 3.2).

Je nach Phasenlage der rückgekoppelten Spannung zur Eingangsspannung unterscheidet man die Gegenkopplung und die Mitkopplung:

— Gegenkopplung (negative Rückkopplung)

Bei der Gegenkopplung wird die Rückkopplungsspannung gegenphasig zum Eingangssignal dem Verstärkereingang zugeführt. Sie vermindert dadurch die Verstärkung, da die resultierende Steuerspannung am Verstärkereingang kleiner wird. Die Gegenkopplung wendet man immer dann an, wenn bestimmte Störgrößen wie unlinearer Frequenzgang, Verstärkungsschwankungen, Arbeitspunktverschiebungen usw. unterdrückt bzw. beseitigt werden sollen. Der Verstärkungsverlust wird bei der Dimensionierung gleich mit

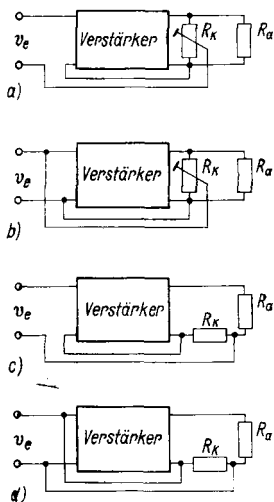


Bild 3.2
Rückkopplungsarten;
a — Spannungsrückkopplung — Reihenschaltung,
b — Spannungsrückkopplung — Parallelschaltung,
c — Stromrückkopplung — Reihenschaltung, d — Stromrückkopplung — Parallelschaltung

berücksichtigt. Bild 3.3 zeigt einige Schaltungsbeispiele von Gegenkopplungen.

— Mitkopplung (positive Rückkopplung)

Bei der Mitkopplung ist die zurückgeführte Spannung mit der Eingangsspannung in Phase. Rückkopplungsspannung und Eingangsspannung überlagern sich, da sie gleichsinnig wirken. Die resultierende Steuerspannung und somit auch die Ausgangsspannung wird größer.

Durch die ständige phasengleiche Zurückführung eines Teiles der verstärkten Ausgangsspannung tritt bei ausreichendem Verstärkungs- und Rückkopplungsfaktor Selbsterregung des Verstärkers auf. Die Selbsterregung wird bei der Erzeugung von Schwingungen ausgenutzt. In Bild 3.4 sind einige Mitkopplungsschaltungen dargestellt.

3.3. Prinzip der Selbsterregung

Das Prinzip der Selbsterregung liegt in der Mitkopplung (nachfolgend nur noch Rückkopplung genannt) eines Verstärkers.

Dazu soll noch einmal festgehalten werden:

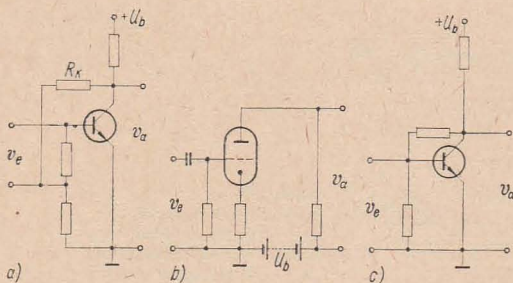


Bild 3.3 Schaltungsbeispiele von Gegenkopplungen; a — Spannungsgegenkopplung — Reihenschaltung, b — Stromgegenkopplung — Reihenschaltung, c — Spannungsgegenkopplung — Parallelschaltung

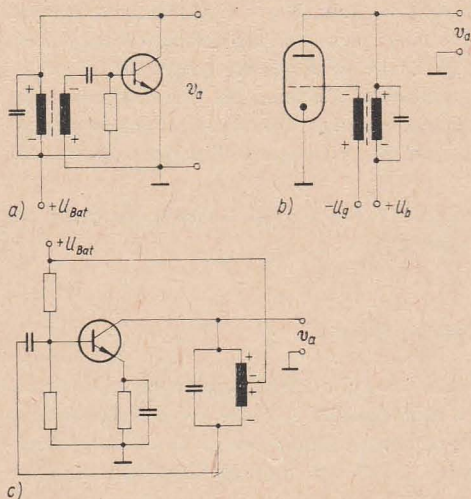


Bild 3.4 Schaltungsbeispiele von Mitkopplungen; a — *Meißner-Schaltung* mit Transistor, b — *Meißner-Schaltung* mit Röhre, c — induktive Dreipunktschaltung mit Transistor

Wird auf den Eingang eines Verstärkers von außen eine kleine Wechsellspannung gegeben und von der verstärkten Ausgangsspannung ein Teil wieder auf den Eingang in der Weise zurückgekoppelt, daß Eingangsspannung und Rückkopplungsspannung gleichphasig sind, dann erhöht sich die Steuerspannung. Die größer werdende Steuerspannung bewirkt eine höhere Ausgangsspannung; die Rückkopplungsspannung wird ebenfalls größer und somit auch die Steuerspannung.

Es entsteht ein Aufschaukeln des Verstärkers, und bei genügender Verstärkung und Rückkopplung wird ein Zustand erreicht, der keine Signalführung von außen mehr erfordert. Der Verstärker hat sich selbst erregt — er schwingt. Aus dem Verstärker ist ein Generator geworden.

Dazu genügen schon kleinste Impulse wie Netzspannungsschöße, Einschaltströme, Temperaturänderungen, Widerstandsrauschen usw., um den Schwingeneinsatz einzuleiten.

Den Amateur interessiert beim Bau von Schwingaltungen, daß sich der Generator nicht bei willkürlichen Frequenzen, sondern bei der gewünschten Frequenz erregt. Deshalb müssen frequenzbestimmende Glieder, z. B. Schwingkreise oder RC-Glieder, im Rückkopplungs- oder Verstärkungsweg eingesetzt werden, die auf die gewünschte Frequenz abgestimmt sind.

Damit sind die Bedingungen für die Selbsterregung für nur eine Frequenz gegeben [3].

3.4. Rückkopplungsgleichung

An Hand des Bildes 3.5 soll die Rückkopplungsgleichung abgeleitet und eine formelmäßige Aussage der Selbsterregungsbedingung getroffen werden. Bild 3.5 zeigt die *Meißner*-Rückkopplungsschaltung; in diesem Fall als Transistor-Emitter-schaltung.

Die Verstärkung $\underline{V}$ der Stufe ist:

$$\underline{V} = - \frac{u_2}{u_1}, \quad (3.1)$$

oder umgestellt nach u_1 :

$$u_1 = - \frac{u_2}{V} = u_K. \quad (3.2)$$

Die Verstärkung ist im allgemeinen komplex, deshalb im Zeichen $\underline{V}$. Auch nachfolgend sind alle komplexen Größen in der

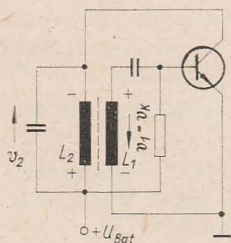


Bild 3.5
Zur Ableitung der
Selbsterregungsformel

Weise gekennzeichnet. Das Minuszeichen drückt die Phasenverschiebung von 180° zwischen der Ausgangsspannung und der Eingangsspannung aus.

Von der Ausgangsspannung u_2 wird nun über die im Kollektorkreis liegende Induktivität L_2 ein bestimmter Teil auf die Induktivität L_1 rückgekoppelt und der Basis zugeführt. Durch entsprechende Polung von L_1 wird die notwendige Phasendrehung erreicht. Die Größe der rückgekoppelten Spannung wird bestimmt durch den *Rückkopplungsfaktor* $\underline{K}$:

$$\underline{K} = - \frac{u_K}{u_2}, \quad (3.3)$$

oder umgestellt:

$$u_K = - \underline{K} \cdot u_2. \quad (3.4)$$

Selbsterregung kann nur stattfinden, wenn die rückgekoppelte Spannung u_K größer oder gleich der Eingangsspannung u_1 ist. Es gilt also:

$$u_K \geq u_1.$$

Unter Verwendung der Gl. (3.2) und (3.4) ergibt sich:

$$- \underline{K} \cdot u_2 \geq - \frac{u_2}{\underline{V}}.$$

Die Größe $-u_2$ wird auf beiden Seiten gekürzt, und es verbleibt

$$\underline{K} \geq \frac{1}{\underline{V}}.$$

oder

$$\underline{K} \cdot \underline{V} \geq 1. \quad (3.5)$$

Gl. (3.5) stellt die Selbsterregungsformel oder die Selbsterregungsbedingung dar. Sie besagt, daß der Rückkopplungsfaktor mindestens gleich oder größer dem reziproken Wert der Verstärkung sein muß, wenn die Schaltung schwingen soll.

Da die Verstärkung und der Rückkopplungsfaktor komplexe Größen sind, kann auch geschrieben werden:

$$\underline{V} = V \cdot e^{j \cdot \varphi_V}$$

und

$$\underline{K} = K \cdot e^{j \cdot \varphi_K}.$$

Diese Ausdrücke in Gl. (3.5) eingesetzt, ergibt:

$$K \cdot e^{j \cdot \varphi_K} \cdot V \cdot e^{j \cdot \varphi_V} \geq 1,$$

$$K \cdot e^{j \cdot \varphi_K} \geq \frac{1}{V \cdot e^{j \cdot \varphi_V}}. \quad (3.6)$$

Diese Gleichung kann in zwei Teile aufgespalten werden, wobei der eine Teil die *Amplitudenbedingung*

$$K \geq \frac{1}{V} \quad ! \quad (3.7)$$

beinhaltet und der andere Teil die *Phasenbedingung*

$$\varphi_K = -\varphi_V \quad (3.8)$$

ausdrückt.

Die Amplitudenbedingung $K \cdot V \geq 1$ sagt aus, daß das Produkt der Beträge des Rückkopplungsfaktors und der Verstärkung mindestens 1 ergeben muß, wenn die Stufe schwingen soll. Zum Beispiel muß bei einem Rückkopplungsfaktor von $K = 0,2$ die Verstärkung mindestens $V = 5$ betragen:

$$0,2 \cdot 5 = 1.$$

In der Praxis wählt man stets $K \cdot V$ etwas größer als 1, um ein sicheres Anschwingen der Stufe zu gewährleisten.

Die Phasenbedingung $\varphi_V = -\varphi_K$ besagt, daß für eine bestimmte Frequenz der vorhandene Phasenwinkel der Verstärkung durch den entgegengesetzten Phasenwinkel des Rückkopplungsfaktors ausgeglichen werden muß.

4. Oszillatoren zur Erzeugung von Sinusschwingungen

4.1. HF-Oszillatoren mit Elektronenröhren

4.1.1. „Klassische“ Oszillatoren

Unter dem Begriff „klassische“ Oszillatoren versteht man die drei bekanntesten Schaltungen mit Schwingkreisen:

- die *Meißner*-Schaltung (Transformatorschaltung),
- die *Hartley*-Schaltung (induktive Dreipunktschaltung),
- die *Colpitts*-Schaltung (kapazitive Dreipunktschaltung).

Meißner-Schaltung:

Die *Meißner*-Schaltung mit einem Transistor ist bereits in Abschnitt 3.4. bei der Ableitung der Selbsterregungsbedingung beschrieben worden. Bild 4.1 zeigt die gleiche Schaltung mit einer Röhre als aktives Bauelement. Das Charakteristische an dieser Schaltung ist der Übertrager.

Im Anodenweg liegt der Schwingkreis mit L_a und C . Zwischen Gitter und Katode liegt L_g . L_a und L_g stellen einen Übertrager dar. L_g ist in der Weise gepolt, daß die Rückkopplungsspannung eine Phase von -180° zur Anodenwechselspannung aufweist.

Um den notwendigen Rückkopplungsfaktor zu ermitteln, geht man von der Verstärkung $\underline{V}$ einer Stufe aus:

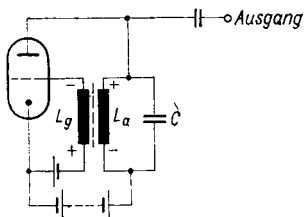


Bild 4.1
Meißner-Schaltung

$$\underline{V} = \frac{1}{D + \frac{1}{S \cdot \underline{Z}_a}} . \quad (4.1)$$

$\underline{Z}_a$ ist dabei der komplexe Außenwiderstand der Röhre. D und S sind Durchgriff und Steilheit der Röhre.

Entsprechend der Selbsterregungsbedingung nach Gl. (3.7) gilt somit für den Rückkopplungsfaktor allgemein:

$$\underline{K} = D + \frac{1}{S \cdot \underline{Z}_a} . \quad (4.2)$$

Es soll ohne Beweis zur Kenntnis genommen werden, daß wegen der vorhandenen Verluste und des wirksamen Gitterwiderstands der Rückkopplungsfaktor nicht rein reell ist und wegen der vorhandenen Verluste einen positiven Fehlwinkel $+\varphi_K$ hat. Das heißt, die Rückkopplungsspannung u_K liegt nicht genau in Gegenphase zur Ausgangsspannung u_a . Der in der Praxis stets auftretende Fehlwinkel $+\varphi_K$ der Rückkopplungsspannung muß also durch einen entsprechend entgegengesetzten Fehlwinkel der Verstärkung ausgeglichen werden, um die geforderte Grundphase von 180° einzuhalten.

Nach Gl. (4.2) bedeutet das, da D und S phasenrein sind, daß nur durch den Außenwiderstand $\underline{Z}_a$ ein dem positiven Fehlwinkel φ_K entgegengesetzter, also negativer Fehlwinkel φ_V erreicht werden kann. Diese Forderung wird dadurch erfüllt, daß man den Anodenschwingkreis kapazitiv wirken läßt. Die sich erregende Frequenz des Oszillators stimmt also nicht genau mit der Eigenfrequenz des Schwingkreises überein, sondern liegt oberhalb seiner Eigenfrequenz.

Für die Praxis können zwei Fälle unterschieden werden [3]. Soll der Oszillator keine oder nur eine geringe Leistung abgeben, z. B. im Überlagerungsempfänger, so kann man mit hinreichender Genauigkeit für $\underline{Z}_a$ den Kreiswiderstand Z_r des Schwingkreises einsetzen. Damit ergibt sich für den Rückkopplungsfaktor (ohne Leistung):

$$K \geq D + \frac{1}{S \cdot Z_r} . \quad (4.3)$$

Wird vom Oszillator Leistung gefordert, so muß der resultierende Außenwiderstand an den Innenwiderstand der Röhre angepaßt werden. Der resultierende Außenwiderstand setzt sich zusammen aus der Parallelschaltung des Kreiswiderstands Z_r und dem in den Schwingkreis hineintransformierten Belastungswiderstand. Dieser resultierende Widerstand sei mit Z_r bezeichnet. Somit gilt für den Rückkopplungsfaktor (mit Leistung):

$$K \geq D + \frac{1}{S \cdot Z_r'}, \quad (4.4)$$

und da bei Anpassung $Z_r' = R_i$ ist, wird

$$K \geq D + \frac{1}{S \cdot R_i} = 2 \cdot D. \quad (4.5)$$

Die Frequenz des *Meißner*-Oszillators richtet sich grundsätzlich nach den Werten der Schwingkreisschaltelemente. Damit gilt nach Gl. (1.11) für die Oszillatorfrequenz:

$$f_0 = \frac{1}{2 \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}.$$

Die Frequenz des *Meißner*-Oszillators liegt jedoch wegen des kapazitiven Charakters des Anodenschwingkreises etwas oberhalb der Resonanzfrequenz des Schwingkreises.

Hartley-Schaltung:

Entgegen der *Meißner*-Schaltung wird bei der *Hartley*-Schaltung als HF-Spannungsteiler eine fortlaufend gewickelte Spule verwendet (Bild 4.2). Eine separate Rückkopplungs-

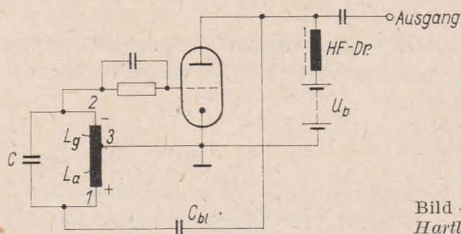


Bild 4.2
Hartley-Schaltung

spule fehlt. Die drei gekennzeichneten Anschlußpunkte 1, 2 und 3 haben der Schaltung die Bezeichnung *induktive Dreipunktschaltung* gegeben. Die 180°-Bedingung zwischen Anodenwechselspannung und Rückkopplungsspannung wird dadurch erfüllt, daß die Spulenzapfung wechselstrommäßig Katodenpotential führt. Anoden- und Gitterwechselspannung werden auf diesen Punkt bezogen und schwingen demzufolge in bezug auf die Katode mit entgegengesetzten Phasen.

Die eingesetzte HF-Drossel verhindert ein „Abfließen“ der HF-Spannung nach Masse.

Mit Hilfe des Spulenabgriffs wird die Größe des Kopplungsfaktors eingestellt. Da sich die Spannungen proportional den induktiven Widerständen verhalten, gilt für den Rückkopplungsfaktor der *Hartley*-Schaltung:

$$K = \frac{U_g}{U_a} = \frac{L_g}{L_a}. \quad (4.6)$$

Diese Beziehung ist jedoch nur dann gültig, wenn L_g und L_a induktiv entkoppelt sind. In der Praxis wird jedoch die Spule fast ausschließlich durchgewickelt, d. h., eine Aufteilung in zwei entkoppelte Teile erfolgt nicht. Damit ist der Rückkopplungsfaktor etwa gleich dem Verhältnis der Windungszahlen w_g und w_a , so daß geschrieben werden kann:

$$K = \frac{U_g}{U_a} = \frac{w_g}{w_a}. \quad (4.6a)$$

Die Frequenz des *Hartley*-Oszillators ergibt sich aus:

$$f_r = \frac{1}{2 \pi \cdot \sqrt{L_{\text{ges}} \cdot C}}. \quad (4.7)$$

Der Vorteil der *Hartley*-Schaltung sind ihr einfacher Aufbau und die einfache Bedienung. Sie wird oft im Kurzwellenbereich angewendet.

Colpitts-Schaltung:

Bei der *Colpitts*-Schaltung wird die Schwingkreiskapazität C in die beiden Kapazitäten C_a und C_g aufgeteilt (Bild 4.3) und

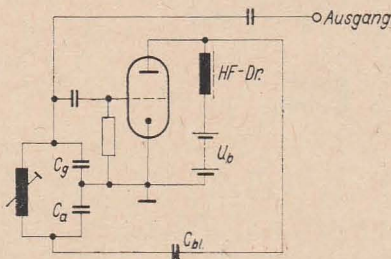


Bild 4.3
Colpitts-Schaltung

der Aufteilungspunkt mit der Katode verbunden. Die Frequenz des Oszillators kann mit der Induktivität variiert werden. Für den Rückkopplungsfaktor der *Colpitts*-Schaltung gilt:

$$K = \frac{u_g}{u_a} = \frac{\frac{1}{\omega \cdot C_g}}{\frac{1}{\omega \cdot C_a}} = \frac{C_a}{C_g} \quad (4.8)$$

Die Frequenz ist:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{C_a + C_g}{L \cdot C_a \cdot C_g}} \quad (4.9)$$

Der *Colpitts*-Oszillator ist besonders gut geeignet zur Erzeugung ultrakurzer Wellen.

Schaltungsbeispiele

Bild 4.4 und Bild 4.5 zeigen zwei praktische Schaltungsbeispiele dieser „klassischen“ Oszillatoren.

In Bild 4.4 ist der Stromlaufplan eines *Colpitts*-Oszillators für 3,5 bis 4 MHz dargestellt. Die genaue Frequenz läßt sich mit der veränderlichen Kapazität von 150 pF einstellen. Über einen Koppelkondensator von 80 pF wird die HF-Spannung ausgekoppelt.

Bild 4.5 zeigt den Stromlaufplan eines *Meißner*-Oszillators für 100 kHz. Zur Nacheichung des Oszillators liegt parallel zur

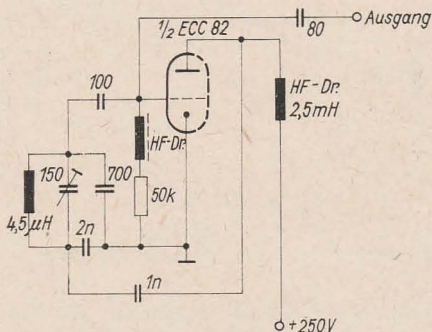


Bild 4.4 Colpitts-Oszillator für 3,5 bis 4 MHz

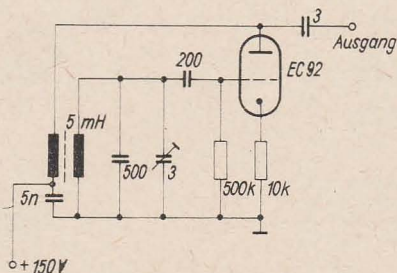


Bild 4.5
Meißner-Oszillator
für 100 kHz

Schwingkreiskapazität ein Trimmer kleiner Kapazität, der eine Frequenzänderung von etwa ± 300 Hz gestattet [4].

Berechnung eines Oszillators

Nachfolgend soll an einem Beispiel dargestellt werden, wie man die bisherigen theoretischen Erkenntnisse bei der Berechnung eines Meißner-Oszillators anwenden kann [3].

Es soll ein Oszillator für eine Frequenz von 500 kHz berechnet werden. Verwendet wird ein System der Röhre ECC 82. Die Betriebsspannung U_b wird über einen Widerstand $R_a = 20\text{ k}\Omega$ zugeführt (Bild 4.6).

Zuerst berechnet man den Belastungswiderstand, der sich

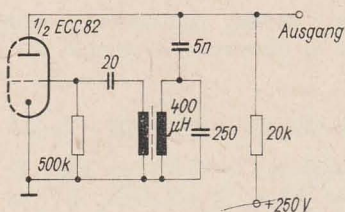


Bild 4.6
Schaltung des be-
rechneten Oszillators
für 500 kHz

dämpfend auf den Schwingkreis auswirkt. Er setzt sich zusammen aus der Parallelschaltung des Außenwiderstands $R_a = 20 \text{ k}\Omega$ und dem Innenwiderstand der Röhre. Dieser hat, entsprechend dem Kennlinienfeld, einen Wert von $R_i = 14 \text{ k}\Omega$. Somit gilt für den Belastungswiderstand R_b :

$$R_b = \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} = \frac{14 \cdot 20}{14 + 20} \text{ k}\Omega = 8,25 \text{ k}\Omega.$$

Der Schwingkreis wird also mit $8,25 \text{ k}\Omega$ bedämpft.

Weiter wird vorgegeben:

Die vorhandenen Schalt- und Röhrenkapazitäten sollen sich, auf den Schwingkreis bezogen, bei Röhrenwechsel usw. nur um $\Delta C = 0,5 \text{ pF}$ ändern. Die durch diese Kapazitätsänderung hervorgerufene Frequenzänderung soll nur 500 Hz betragen.

Mit diesen Vorgaben kann die Schwingkreiskapazität C aus der Formel für die relative Frequenzänderung eines Schwingkreises berechnet werden. Sie lautet:

$$\frac{\Delta f}{f_r} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta C}{C}. \quad (4.10)$$

Nach C umgestellt und nach Einsetzen der Werte ergibt sich:

$$C = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta C \cdot f_r}{\Delta f} = \frac{0,5 \text{ pF} \cdot 500 \text{ kHz}}{2 \cdot 500 \text{ kHz}} = 250 \text{ pF}.$$

Für die Schwingkreisinduktivität erhält man dann:

$$L = \frac{1}{\omega^2 \cdot C} = \frac{1}{\left(2 \pi \cdot 500 \cdot 10^3 \frac{1}{s}\right)^2 \cdot 250 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{V}}} = 400 \mu\text{H}.$$

Mit diesen Werten ergibt sich bei einer angenommenen Güte von $Q = 100$ nach Gl. (1.21) ein Resonanzwiderstand Z_r von:

$$Z_r = Q \cdot \omega_r \cdot L,$$

$$Z_r = 100 \cdot 6,28 \cdot 500 \cdot 10^3 \text{ Hz} \cdot 400 \cdot 10^{-6} \text{ H} = 125 \text{ k}\Omega.$$

Die Induktivitäten werden auf einen Topfkern gewickelt. Die notwendigen Windungszahlen hängen vom Material und von der Form des Kernes ab. Die genaue Anzahl der Windungen ist deshalb probeweise zu ermitteln. Als Richtwert ergibt sich bei einem angenommenen A_L -Wert des Kernes von $0,15 \mu\text{H}/w^2$ nach

$$L = \frac{w^2}{A_L}$$

eine Windungszahl für die Schwingkreisinduktivität von

$$w = \sqrt{\frac{L}{A_L}} = \sqrt{\frac{400 \mu\text{H}}{0,15 \mu\text{H}}} \approx 51 \text{ Wdg.}$$

Der Rückkopplungsfaktor K wird nach Gl. (4.4) ermittelt:

$$K \geq D + \frac{1}{S \cdot Z_r'}$$

$$\text{Mit } Z_r' = \frac{Z_r \cdot R_a}{Z_r + R_a} = \frac{20 \cdot 125}{20 + 125} \text{ k}\Omega \approx 17,3 \text{ k}\Omega$$

und mit $S = 1,1 \text{ mA/V}$ sowie $D = 6,1\%$ wird

$$K \geq 0,061 + \frac{1}{1,1 \text{ mA/V} \cdot 17,3 \text{ k}\Omega} = 0,113.$$

Es wird ein Rückkopplungsfaktor von $K = 0,15$ gewählt. Damit beträgt die Windungszahl der Rückkopplungsspule:

$$w_2 = K \cdot w_1,$$

$$w_2 = 0,15 \cdot 51 \text{ Wdg.} \approx 8 \text{ Wdg.}$$

Bei einem gewählten Gitterableitwiderstand von $R_g = 500 \text{ k}\Omega$ und einer Zeitkonstante (siehe dazu auch Abschnitt 4.3.) von $\tau = 10 \mu\text{s}$ wird nach $\tau = R_g \cdot C_g$ die Kapazität C_g :

$$C_g = \frac{\tau}{R_g} = \frac{10 \mu s}{500 \text{ k}\Omega} = 20 \text{ pF}.$$

Für den Blockkondensator C_{b1} genügen etwa 5000 pF. Damit ist sein Widerstand

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2 \pi \cdot 500 \text{ kHz} \cdot 5 \text{ nF}} = 63,8 \Omega$$

genügend klein gegenüber dem Kreiswiderstand von 125 k Ω . Bild 4.6 zeigt den berechneten Oszillator.

4.1.2. Huth-Kühn-Oszillator

Beim *Huth-Kühn*-Oszillator (Bild 4.7) erfolgt die Rückkopp-
lung über die innere Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga} der Röhre.
Anoden- und gitterseitig befindet sich je ein abgestimmter
Schwingkreis. Die Kreise sind miteinander gekoppelt.

Die Wirkungsweise der *Huth-Kühn*-Schaltung liegt in der Ent-
dämpfung des Röhreneingangs begründet.

Die Verstärkung einer Röhre ist durch das Verhältnis

$$\underline{V} = - \frac{u_a}{u_g}$$

definiert. Die Anodenwechselspannung u_a ist darin:

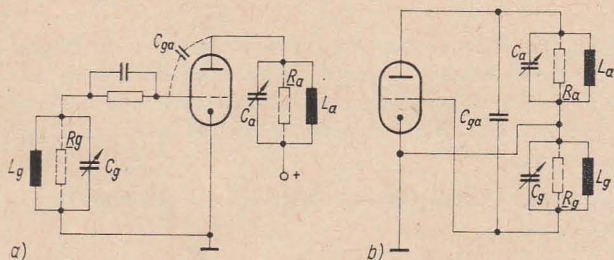


Bild 4.7 *Huth-Kühn*-Oszillator; a — Stromlaufplan, b — Ersatzschaltbild

$$u_a = - \mathfrak{I}_a \cdot \underline{R}_a .$$

Weiterhin gilt für den Anodenwechselstrom:

$$\mathfrak{I}_a = S \cdot u_{st} .$$

Dabei ist u_{st} die Steuerspannung, die sich aus

$$u_{st} = u_g + D \cdot u_a$$

zusammensetzt. Somit ergibt sich der Anodenwechselstrom aus

$$\mathfrak{I}_a = S \cdot (u_g + D \cdot u_a) ,$$

$$\mathfrak{I}_a = S \cdot (u_g - D \cdot \mathfrak{I}_a \cdot \underline{R}_a)$$

zu

$$\mathfrak{I}_a = u_g \cdot \frac{S}{1 + S \cdot D \cdot \underline{R}_a} .$$

Mit diesen Beziehungen ergibt sich für die Verstärkung

$$\underline{V} = - \frac{u_a}{u_g} = \frac{\mathfrak{I}_a \cdot \underline{R}_a}{u_g} = \frac{S \cdot u_g \cdot \underline{R}_a}{(1 + S \cdot D \cdot \underline{R}_a) \cdot u_g}$$

oder mit $S \cdot D \cdot R_i = 1$:

$$\underline{V} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\underline{R}_a}{\underline{R}_a + R_i} . \quad (4.11)$$

Aus Gl. (4.11) geht hervor, daß die Verstärkung einer Röhre vom Durchgriff D und vom Verhältnis $\frac{R_i}{\underline{R}_a}$ abhängt. Weiterhin

hängt der Phasenwinkel der Verstärkung von dem Phasenwinkel des Außenwiderstands $\underline{R}_a$ ab. Die Verstärkung einer Röhre wird bei komplexem Außenwiderstand ebenfalls komplex; sie setzt sich dann aus der Wirk- und Blindverstärkung zusammen.

Gitterseitige Betrachtung einer Röhre mit rein ohmschem Außenwiderstand

Die natürlichen Röhrenkapazitäten teilen sich in die Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga} und die Gitter-Katoden-Kapazität C_{gk}

auf (Bild 4.8). Es fließt dabei ein Gesamtgitterstrom $\mathfrak{J}_g$, der sich in $\mathfrak{J}_{g1}$ und $\mathfrak{J}_{g2}$ aufteilt.

Die Teilströme sind dann:

$$\mathfrak{J}_{g1} = u_g \cdot j\omega \cdot C_{gk}$$

und

$$\mathfrak{J}_{g2} = (u_g + u_a) \cdot j\omega \cdot C_{ga}.$$

Beide addiert, ergeben den Gesamtstrom:

$$\mathfrak{J}_g = j\omega \cdot u_g \cdot (C_{gk} + C_{ga}) + j\omega \cdot u_a \cdot C_{ga}.$$

Da aber

$$u_a = \underline{V} \cdot u_g$$

ist, läßt sich auch schreiben:

$$\mathfrak{J}_g = j\omega \cdot u_g \cdot [(C_{gk} + C_{ga}) + \underline{V} \cdot C_{ga}]$$

oder

$$\mathfrak{J}_g = j\omega \cdot u_g \cdot [C_{gk} + C_{ga} \cdot (1 + \underline{V})].$$

Den Ausdruck $C_{gk} + C_{ga} \cdot (1 + \underline{V})$ bezeichnet man als *dynamische Eingangskapazität* C_{dyn} . Sie stellt eine transformierte Größe dar, die am Eingang der Röhre erscheint:

$$C_{dyn} = C_{gk} + C_{ga} (1 + \underline{V}). \quad (4.12)$$

Damit kann man feststellen, daß bei Verwendung eines ohmschen Außenwiderstands am Eingang der Röhre eine Ersatzkapazität C auftritt, die parallel zur Gitter-Katoden-Kapazität C_{gk} und dem vorhandenen Gitterableitwiderstand R_g liegt (Bild 4.9).

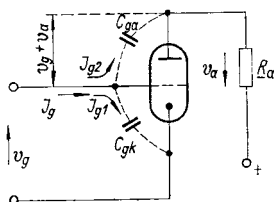


Bild 4.8
Röhreneingangsschaltung
mit den Kapazitäten C_{ga}
und C_{gk}

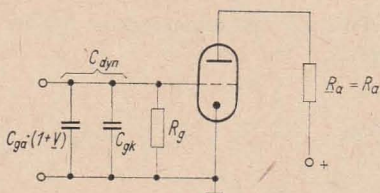


Bild 4.9
Röhreneingang mit der
dynamischen Ein-
gangskapazität C_{dyn}

Gitterseitige Betrachtung der Röhre mit komplexem Außenwiderstand

Bei einem komplexen Außenwiderstand ist auch die Verstärkung nicht mehr phasenrein — sie hat einen Phasenwinkel φ_V :

$$\underline{V} = V \cdot e^{j\varphi_V}.$$

Der Phasenwinkel ergibt sich aus Gl. (4.11) zu:

$$\varphi_V = \varphi_{R_a} - \varphi_{(R_a + R_i)}.$$

Da φ_V das gleiche Vorzeichen wie φ_{R_a} hat, ist bei induktivem Außenwiderstand φ_V positiv und bei kapazitivem Außenwiderstand φ_V negativ. Wegen des komplexen Außenwiderstands ist die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_g$ und U_g nicht mehr genau 90° .

Die Verstärkung setzt sich bei einem induktiven Außenwiderstand aus der Wirkkomponente V_w und der Blindkomponente V_b zusammen:

$$\underline{V} = V_w + jV_b.$$

Demnach ergibt sich nun eine Ersatzkapazität:

$$C_{dyn} = C_{gk} + C_{ga} \cdot (1 + V_w + jV_b).$$

Der Eingangsleitwert $\underline{G}_e$ ist jetzt

$$\underline{G}_e = j\omega \cdot C_{gk} + j\omega \cdot C_{ga} \cdot (1 + V_w + jV_b)$$

oder

$$\underline{G}_e = j\omega \cdot C_{gk} + j\omega C_{ga} \cdot (1 + V_w) - \omega \cdot C_{ga} \cdot V_b.$$

Der Eingangsleitwert setzt sich also aus einem reellen und einem imaginären Teil zusammen. Das aber entspricht einer Eingangskapazität

$$C_e = C_{gk} + C_{ga} \cdot (1 + V_w)$$

und einem Widerstand

$$R' = - \frac{1}{\omega \cdot C_{ga} \cdot V_b},$$

(Bild 4.10).

Der Gesamtwiderstand R , der sich aus der Parallelschaltung von R' und R_g ergibt, ist für die Selbsterregung einer Verstärkerstufe maßgebend. Wird er positiv, so entspricht das den normalen Verhältnissen; Selbsterregung tritt nicht ein. Wird er dagegen negativ, so entspricht das einer Entdämpfung, d. h. einer Zuführung von Energie, und es tritt Selbsterregung auf. Diese Erkenntnis soll ein Beispiel noch besser zeigen.

Die statischen Werte der Röhre *EC 92* sind:

$$D = 1,67\%,$$

$$R_i = 11 \text{ k}\Omega,$$

$$R_g = 1 \text{ M}\Omega,$$

$$C_{ga} = 1,4 \text{ pF}.$$

Als Außenwiderstand wird eine Induktivität von

$$\underline{R}_a = L = 0,5 \text{ H}$$

verwendet. Als Voraussetzung gilt:

$$R_i = \omega L.$$

Der wirksame Widerstand am Röhreneingang ist gesucht.

Es gilt:

$$\underline{V} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\underline{R}_a}{\underline{R}_a + R_i} = \frac{1}{D} \cdot \frac{j\omega \cdot L}{j\omega \cdot L + R_i},$$

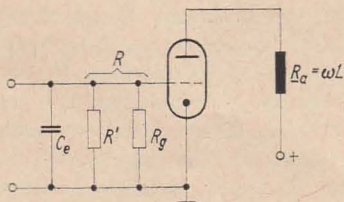


Bild 4.10
Röhreneingang bei
induktivem R_a

$$\begin{aligned}\underline{V} &= \frac{1}{D} \cdot \left[\frac{(\omega L)^2}{R_i^2 + (\omega L)^2} + j \frac{\omega L \cdot R_i}{R_i^2 + (\omega L)^2} \right] \\ &= V_w + jV_b.\end{aligned}$$

Nach Einsetzen der Werte wird:

$$\begin{aligned}\underline{V} &= \frac{1}{0,0167} \cdot \left[\frac{11^2}{11^2 + 11^2} + j \frac{11^2}{11^2 + 11^2} \right] \\ &= 30 + j30.\end{aligned}$$

Aus $R_i = \omega L$ folgt:

$$\omega = \frac{R_i}{L} = \frac{11 \cdot 10^3}{0,5} = 22 \cdot 10^3 \cdot \text{s}^{-1},$$

und damit ist

$$\begin{aligned}R' &= - \frac{1}{\omega \cdot C_{ga} \cdot V_b} = - \frac{1}{22 \cdot 10^3 \cdot 1,4 \cdot 10^{-12} \cdot 30} \\ &= - 1,08 \text{ M}\Omega.\end{aligned}$$

Mit diesem Wert ergibt sich der gesamte Eingangswiderstand:

$$R = \frac{R' \cdot R_g}{R' + R_g} = \frac{- 1,08 \cdot 10^6 \cdot 1 \cdot 10^6}{- 0,08 \cdot 10^6} = 13,5 \text{ M}\Omega.$$

Ein solcher Gesamtwiderstand ruft keine Selbsterregung hervor. Wird aber z. B. ein Gitterableitwiderstand von $R_g = 2 \text{ M}\Omega$ gewählt, so erhält man einen Gesamtwiderstand von:

$$\begin{aligned}R &= \frac{R' \cdot R_g}{R' + R_g} = \frac{- 1,08 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^6}{2 \cdot 10^6 - 1,08 \cdot 10^6} = \frac{- 2,16 \cdot 10^{12}}{0,92 \cdot 10^6} \\ &= - 2,35 \text{ M}\Omega.\end{aligned}$$

Der Gesamtwiderstand wird nun negativ, und Selbsterregung kann auftreten. Bei der *Huth-Kühn*-Schaltung liegt im Röhreneingang ein abgestimmter Parallelkreis. Entsprechend Bild 4.7b kann die *Huth-Kühn*-Schaltung als eine Dreipunktschaltung aufgefaßt werden mit der Reihenschaltung der beiden Widerstände $\underline{R}_a$ und $\underline{R}_g$ als Induktivitäten und der Schwingkreiskapazität C_{ga} . Es kann, entsprechend den vorher getroffenen Aussagen, nur dann Selbsterregung auftreten, wenn die Reihenschaltung von $\underline{R}_a$ und $\underline{R}_g$ insgesamt induktiv

und beide Kreise einzeln ebenfalls induktiv sind. Damit ist die geforderte Phasenbedingung erfüllt.

Die sich erregende Frequenz schwingt also weder in der Eigenfrequenz des Anoden- oder Gitterschwingkreises, sondern wegen des induktiven Charakters der Kreise niedriger.

Zusammenfassung

Durch die Gitter-Anoden-Kapazität C_{ga} kann der Eingang einer Verstärkerstufe gedämpft oder entdämpft werden — je nach Art des Außenwiderstands $\underline{R}_a$. Ist $\underline{R}_a$ reell, so entsteht am Röhreneingang eine Kapazität $C_{dyn} = C_{gk} + C_{ga} \cdot (1 + \underline{V})$. Ist $\underline{R}_a$ kapazitiv, so entsteht am Eingang eine Kapazität, zu der ein positiver Widerstand R' parallelgeschaltet ist. Wird $\underline{R}_a$ induktiv, so entsteht am Eingang eine Kapazität, zu der ein negativer Widerstand R' parallelgeschaltet ist. Wird dabei der Gesamtwiderstand R der Parallelschaltung von R_g und R' negativ, so entsteht Selbsterregung.

Diese Erkenntnis, auf die *Huth-Kühn*-Schaltung angewendet, bedeutet, da bei ihr auch im Röhreneingang ein Schwingkreis liegt, daß der Anoden- und Gitterkreis einzeln und insgesamt induktiv wirken muß, wenn die Schaltung schwingen soll.

Frequenzbestimmend für die Frequenz des *Huth-Kühn*-Oszillators ist der Gitterschwingkreis. Es kann mit guter Näherung geschrieben werden:

$$f_r \approx \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L_G \cdot C_g}}, \quad (4.13)$$

wobei man bei C_g die vorhandene Eingangskapazität C_e mit beachten muß.

Die *Huth-Kühn*-Schaltung ist die Ausgangsschaltung für viele Quarzgeneratoren.

4.1.3. Elektronengekoppelter Oszillator (ECO-Schaltung)

Bei der ECO-Schaltung wird das System Katode, Steuergitter und Schirmgitter einer Mehrgitterröhre in beliebiger Rück-

kopplungsschaltung, oft in *Hartley*-Schaltung, zur Schwingungserzeugung ausgenutzt (Bild 4.11). Das Schirmgitter wird kapazitiv geerdet. Der Vorteil dieser Schaltung ist, daß sich Belastungsänderungen nicht oder nur in sehr geringem Maße auf die Stabilität und Frequenz des Oszillators auswirken [5]. Der frequenzbestimmende Gitterkreis ist vom Anodenkreis gut entkoppelt. Der Verbraucher ist weder galvanisch noch induktiv oder kapazitiv mit dem Oszillorteil gekoppelt. Die Kopplung erfolgt nur über den in der Röhre fließenden Elektronenstrom; deshalb auch die Bezeichnung „Elektronengekoppelter Oszillator“ (electron — coupled — oscillator).

Zwischen Oszillorteil und Belastungsseite muß eine gute kapazitive Abschirmung liegen. Das wird durch hochfrequenzmäßiges Erden von Schirm- und Bremsgitter erreicht. Eine weitere Verringerung der Rückwirkung kann man durch Abstimmung des Anodenkreises auf die Oberwelle erreichen. Pentoden mit innerer Verbindung von Bremsgitter und Kathode sind wegen der dann fehlenden Abschirmung nicht für ECO-Schaltungen verwendbar.

Es muß jedoch festgestellt werden, daß sich auch beim ECO-Oszillator, wenn die Belastung oder Belastungsänderung über das bei anderen Oszillatorschaltungen übliche Maß hinausgeht, die Stabilität verringert. Einfache ECO-Schaltungen werden deshalb nicht für hochstabile Oszillatoren verwendet.

Bild 4.12 zeigt eine praktische ECO-Schaltung für 3,0 MHz.

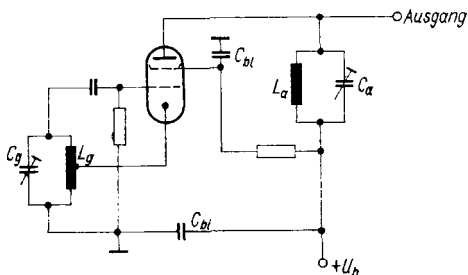


Bild 4.11 Elektronengekoppelter Oszillator (ECO-Schaltung)

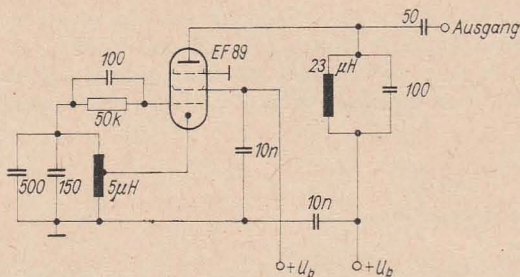


Bild 4.12 ECO-Oszillator für 3,0 MHz

4.1.4. Clapp-Oszillator

Der Clapp-Oszillator ist im Prinzip eine Abwandlung der Colpitts-Schaltung. Bild 4.13 zeigt das Prinzipschaltbild.

Zwischen Gitter und Masse liegt ein Reihenschwingkreis L , $C1$ parallel zum kapazitiven Spannungsteiler $C2$, $C3$, der die Schwingkreisspannung aufteilt. Die über $C3$ entstehende Ausgangsspannung der Röhre (die Röhre arbeitet in Anoden-Basis-Schaltung, da die Anode über den großen Kondensator $C4$ wechselstrommäßig geerdet ist und die Katode „hochliegt“) regt bei Selbsterregung den Schwingkreis zum Mitschwingen an. Über $C2$ erfolgt die Rückkopplung auf das Gitter.

Die Röhre ist nur sehr lose an den Schwingkreis angekoppelt. Damit ist die Dämpfung des Schwingkreises durch die Röhre sehr gering. Die Kapazitäten $C2$ und $C3$ haben relativ große Werte (z. B. bei einem 3-MHz-Oszillator etwa 1000 pF), und

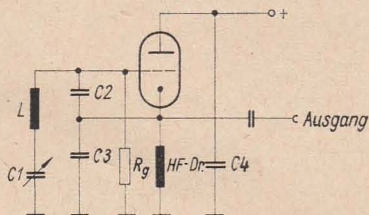


Bild 4.13
Clapp-Oszillator

somit gehen Veränderungen der Röhrenkapazitäten kaum auf die sich einstellende Frequenz ein. Ein Nachteil des *Clapp*-Oszillators ist die geringe Ausgangsspannung und deren große Abhängigkeit von der Einstellung des Schwingkreiskondensators $C1$.

4.1.5. *Franklin*-Oszillator

Der *Franklin*-Oszillator wird mit zwei Röhren aufgebaut (Bild 4.14). Röhre 1 ist die eigentliche Oszillatorröhre, Röhre 2 eine Verstärker- und Phasenumkehrrohre. Von Röhre 1 wird die HF-Spannung an das Gitter der Röhre 2 geführt. Nach der Verstärkung erfolgt über $C1$ die Rückkopplung auf das Gitter von Röhre 1. Der Schwingkreis $L, C2$ ist wegen der hohen Rückkopplungsspannung nur lose an die Röhre angekoppelt. Veränderungen der Röhreneigenschaften und Kapazitätsänderungen wirken sich deshalb kaum auf die Oszillatorfrequenz aus. Die Frequenzstabilität des *Franklin*-Oszillators ist sehr gut.

4.1.6. *Clapp-Franklin*-Oszillator

Durch die Kombination des *Clapp*-Oszillators mit dem *Franklin*-Oszillator (siehe Bild 4.15) läßt sich der Nachteil des *Clapp*-Oszillators vermeiden, der darin besteht, daß die abgegebene

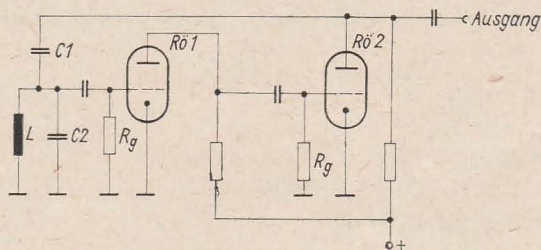


Bild 4.14 *Franklin*-Oszillator

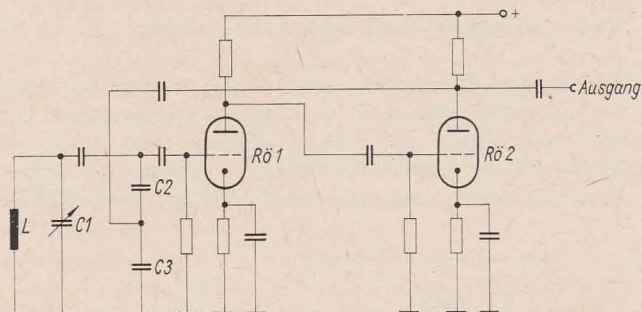


Bild 4.15 Clapp-Franklin-Oszillator

HF-Spannung von der Einstellung des Schwingkreiskondensators abhängt. Beim Clapp-Franklin-Oszillator wird die Rückkopplungsspannung nicht direkt dem Gitter der Röhre 1, sondern dem Verbindungspunkt des Spannungsteilers C2, C3 zugeführt. Damit kann der Schwingkreiskondensator C1 parallel zur Induktivität geschaltet werden, und die Ankopplung des Kreises an die Oszillatorröhre ist unabhängig von der Abstimmung.

4.2. HF-Oszillatoren mit Transistoren

Während bei den Röhrenschaltungen wegen des hohen Eingangswiderstands nur eine Spannung zurückgekoppelt zu werden braucht, muß man bei den Transistorschaltungen neben der Spannung auch einen Strom in richtiger Höhe und Phasenlage zurückkoppeln. Ursache dafür ist der niedrige Eingangswiderstand des Transistors, der keine leistungslose Steuerung mehr gestattet.

Auch beim Transistoroszillator ist die Selbsterregungsbedingung $K \cdot V \geq 1$ in vollem Umfang gültig.

4.2.1. „Klassische“ Oszillatoren mit Transistoren

Die Oszillator-Grundsaltungen mit Röhren lassen sich ohne weiteres auf Transistoren in Emitterschaltung übertragen, da die Phasenbeziehungen zwischen Eingangs- und Ausgangsgrößen bei der Emitterschaltung genau denen der Röhren-Katodenbasisschaltung entsprechen. Bild 4.16 bis Bild 4.18

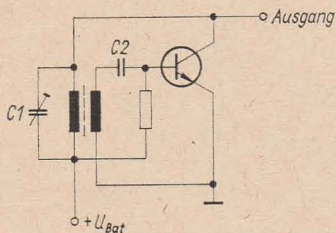


Bild 4.16
Meißner-Oszillator in
Emitterschaltung

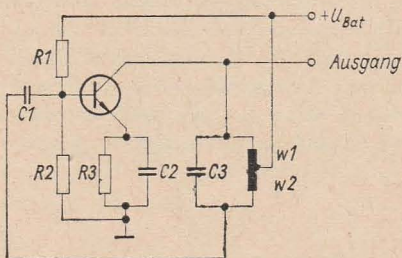


Bild 4.17
Hartley-Oszillator
in Emitterschaltung

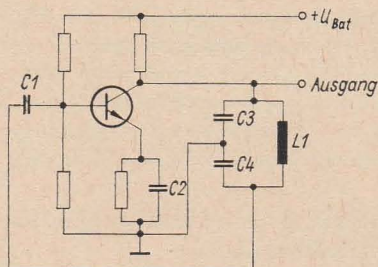


Bild 4.18
Colpitts-Oszillator
in Emitterschaltung

zeigen die *Meißner*-, *Hartley*- und *Colpitts*-Oszillatoren mit Transistoren in Emitterschaltung. Es geht daraus eindeutig die Analogie zu den bereits bekannten Röhrenschaltungen hervor. Die Bedingungen für die Rückkopplungsfaktoren sind beim Transistoroszillator die gleichen wie die bei den Röhrenschaltungen. Beim *Hartley*-Oszillator wird z. B. der Rückkopplungsfaktor ebenfalls durch das Verhältnis w_1/w_2 und beim *Colpitts*-Oszillator durch das Verhältnis C_3/C_4 bestimmt. Zur Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen wird auch oft die Basisschaltung angewendet, da die Grenzfrequenz der Basisschaltung wesentlich über der der Emitterschaltung liegt. Dabei ist die gemeinsame Anschlußstelle des Ein- und Ausgangskreises die Basis des Transistors.

Bild 4.19 zeigt den *Meißner*-Oszillator in Basisschaltung. Da der Eingangswiderstand des Emitters wesentlich niedriger liegt als der der Basis, ist ein höheres Windungszahlverhältnis erforderlich als bei der Emitterschaltung.

Obwohl im Prinzip für jeden Röhrenoszillator ein entsprechend dualer Transistoroszillator existiert, sind einige Besonderheiten beim Transistoroszillator zu beachten, insbesondere bei der Erzeugung höherer Frequenzen.

Dazu zählt besonders die Phasendrehung im Transistor. Während die Phasendrehung in der Röhre weitestgehend als frequenzunabhängig angesehen werden kann, ist das beim Transistor nicht mehr der Fall. Beim Transistor besteht Phasengleichheit zwischen Ausgangs- und Eingangsstrom nur bei relativ tiefen Frequenzen. Die Phasendrehung ist also frequenzabhängig. Ursache dafür sind kapazitive Speichereffekte im

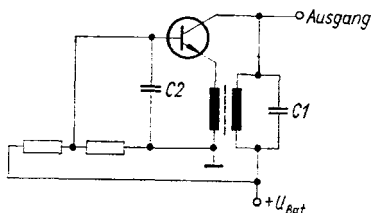


Bild 4.19
Meißner-Oszillator
in Basisschaltung

äußeren Transistor sowie die Laufzeit der Minoritätsträger durch die Basiszone.

Die innere Phasendrehung bewirkt, daß entweder der Oszillator nicht schwingt, da die Selbsterregungsbedingung phasenmäßig nicht erfüllt wird, oder daß sich eine Frequenz erregt, die weit außerhalb der gewünschten Frequenz liegt. Es muß deshalb die innere Phasendrehung des Transistors durch geeignete Kompensationsschaltung des Rückkopplungsnetzwerks aufgehoben werden [20].

Auf diese Weise ist es z. B. möglich, durch Verwendung einer Spule mit verstellbarer Anzapfung beim *Hartley*-Oszillator die innere Phasendrehung des Transistors auszugleichen (Bild 4.20).

Ein weiteres Problem ist der relativ kleine Eingangswiderstand des Transistors. Dieser belastet den Rückkopplungsvierpol stark und verursacht damit zusätzliche Phasendrehungen, die sich negativ auf die Frequenzstabilität auswirken.

Auch die Belastung des Rückkopplungsvierpols durch den Innenwiderstand und durch die Kollektorkapazität des Transistors ist zu beachten. Da die Ausgangskapazität des Transistors von der Spannung abhängt, bewirkt sie bei Spannungsänderungen eine zusätzliche Frequenzdrift. Der Kollektor wird deshalb oft über eine Spulenzapfung an das Netzwerk angekoppelt (Transformation des Transistorausgangs).

Beim Transistoroszillator sind also bestimmte Stabilitätsforderungen zu realisieren, wenn man die gleiche Amplituden- und Frequenzstabilität wie bei einem Röhrengenerator erreichen will. Dazu gehören:

- Verhinderung der Temperaturabhängigkeit der Parameter,
- Verhinderung der Spannungsabhängigkeit,

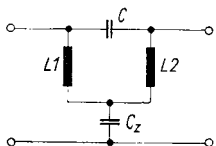


Bild 4.20
Rückkoppelnetzwerk des
Hartley-Oszillators zur
Phasenkompensation

- große Gegenkopplung zur Erreichung einer guten Stabilität der Verstärkereigenschaften und
- optimale Gestaltung des Rückkopplungsnetzwerks.

Bild 4.21 zeigt den Stromlaufplan eines HF-Oszillators für 5,0 bis 5,5 MHz, der bereits gute bis sehr gute Frequenz- und Amplitudeneigenschaften hat [7]. Es ist eine abgewandelte kapazitive Dreipunktschaltung. Die großen Kondensatoren C3 und C4 bewirken eine weitgehende Entkopplung des Transistors vom Schwingkreis, so daß eine gute Frequenzstabilität vorliegt. Der Amplitudengang ist kleiner als 10%, und die Langzeitstabilität wird mit unter 50 Hz je Stunde angegeben. C3 und C4 bestimmen auch bei diesem Oszillator den Rückkopplungsgrad.

4.2.2. Clapp-Oszillator

Der *Clapp*-Oszillator ist eine abgewandelte *Colpitts*-Schaltung. An Stelle der Schwingkreisspule des *Colpitts*-Oszillators wird ein Reihenschwingkreis eingesetzt. Frequenzbestimmend ist der angezapfte Parallelkreis, der aus L, C2, C3 und C4 besteht. Die dem Transistor parallelgeschalteten Kapazitäten C2 und C3 vermindern die Rückwirkung von Kapazitätsänderungen auf den Schwingkreis, da sie eine wesentlich größere Kapazität haben als C4. C2 und C3 bestimmen gleichzeitig den Rückkopplungsgrad. Der *Clapp*-Oszillator (Bild 4.22) zeichnet sich

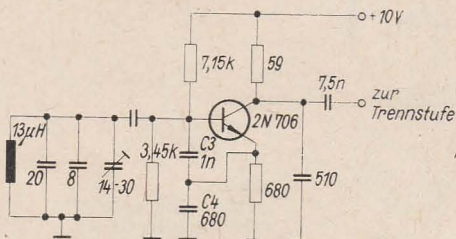


Bild 4.21 HF-Oszillator für 5,0 bis 5,5 MHz

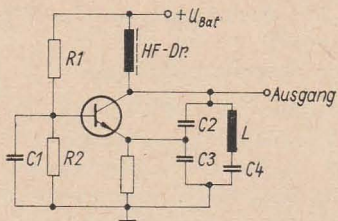


Bild 4.22
Clapp-Oszillator

durch eine hohe Frequenzkonstanz bei Änderung der Transistoreigenschaften aus.

4.2.3. Transistoroszillator mit Rückkopplung durch Kondensator zwischen Kollektor und Emmitter

Eine oft angewendete Oszillatorschaltung ist in Bild 4.23 dargestellt. Der Oszillator schwingt in Basisschaltung, und die Rückkopplung erfolgt durch einen Kondensator zwischen Kollektor und Emmitter. Die Schwingfrequenz beträgt 7 MHz. Mit dem Trimmer von 100 pF im Rückkopplungsweg kann der Schwingeneinsatz geregelt werden. Die Induktivität ist eine Spule

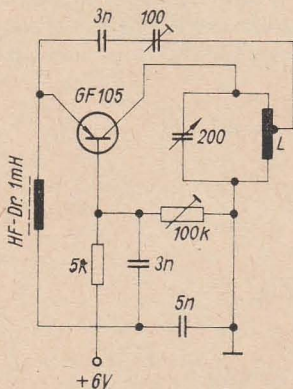


Bild 4.23
Transistoroszillator mit
Rückkopplung durch
Kondensator zwischen
Kollektor und Emmitter

mit 14 Windungen 1-mm-Cu-Draht auf einem Sternkörper von 15 mm Durchmesser [6].

4.2.4. Vereinfachte Berechnung eines HF-Transistoroszillators

Nachfolgend soll gezeigt werden, wie man näherungsweise einen HF-Oszillator berechnen kann. Die Oszillatorfrequenz soll 5 MHz betragen. Als Schwingungsschaltung wird die *Clapp*-Schaltung (Bild 4.24) in Basisschaltung mit dem Transistor *SF 132* gewählt.

Folgende Daten sind vorgegeben:

Maximaler Kollektorwechselstrom $i_{C \max} = 10 \text{ mA}$,

Stromverstärkung $B = 50$.

Mit den beiden vorgegebenen Daten ergibt sich der maximale Basiswechselstrom zu:

$$i_{B \max} = \frac{i_{C \max}}{B} = \frac{10 \text{ mA}}{50} = 200 \mu\text{A}.$$

Aus dem Kennlinienfeld wird die maximale Basisspannung entnommen:

$$u_{BE \max} = 0,75 \text{ V}.$$

In [21] sind Funktionen angegeben, wie mit Hilfe des Stromflußwinkels Θ die wirksame Steilheit S_w bestimmt werden kann. Bild 4.25 zeigt diese Funktion.

Die wirksame Steilheit S_w errechnet sich nach der Beziehung:

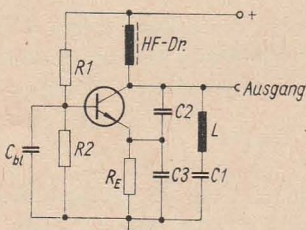


Bild 4.24
Zu berechnender
HF-Oszillator

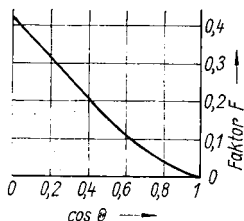


Bild 4.25
Funktion zur Ermittlung
der wirksamen Steilheit S_w
aus dem Stromflußwinkel Θ

$$S_w = F \cdot \frac{i_c}{u_{BE}}. \quad (4.14)$$

Bei einem in der Praxis meist angenommenen Stromflußwinkel von $\Theta = 60^\circ$ ergibt sich:

$$\cos 60^\circ = 0,5.$$

Mit diesem Wert folgt nach Bild 4.25 der Faktor F zu:

$$F = 0,15$$

und damit die wirksame Steilheit zu:

$$S_w = 0,15 \cdot \frac{10 \text{ mA}}{0,75 \text{ V}} = 2 \text{ mA/V}.$$

Der Emitterwiderstand wird nach der Beziehung

$$R_E \approx \frac{1}{S_w}, \quad (4.15)$$

$$R_E = \frac{1 \text{ V}}{2 \cdot 10^{-3} \text{ A}} = 500 \Omega,$$

bestimmt.

Soll an diesem Emitterwiderstand eine Spannung von 6 V abfallen, und soll U_{CE} ebenfalls 6 V betragen, so fließt bei einer Speisespannung von $U_{Bat} = 12 \text{ V}$ ein Kollektorstrom von:

$$I_C = \frac{U_{RE}}{R_E} = \frac{6 \text{ V}}{500 \Omega} = 12 \text{ mA}.$$

Der Spannungsteiler errechnet sich nach der üblichen Methode. Er wird in der Weise dimensioniert, daß der Stabilitätsfaktor

$S < 10$ beträgt (Siliziumtransistor). Es ergeben sich die Werte:

$$R1 = 6,8 \text{ k}\Omega ,$$

$$R2 = 10 \text{ k}\Omega .$$

$R2$ wird regelbar ausgeführt, um den Kollektorstrom entsprechend einstellen zu können.

Der Kondensator C_{b1} dient zum wechselstrommäßigen Kurzschluß der Basis. Er kann errechnet werden nach:

$$C_{b1} \approx \frac{4 \cdot S_w}{f}, \quad (4.16)$$

$$C_{b1} = \frac{4 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{s}}{5 \cdot 10^6 \text{ V}} = 1,6 \text{ nF} .$$

Die HF-Drossel soll für die Schwingfrequenz einen hohen Widerstand darstellen. Er wird mit $\omega L = 50 \text{ k}\Omega$ angenommen. Daraus ergibt sich die Induktivität:

$$L = \frac{50 \text{ k}\Omega}{\omega},$$

$$L = \frac{50 \cdot 10^3}{2 \pi \cdot 5 \cdot 10^6} = 1,59 \text{ mH} .$$

Zur Bestimmung der Schwingkreiselemente L und $C1$ wird $C1$ mit 20 pF gewählt und L bestimmt:

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{(2 \pi \cdot f)^2 \cdot C} = \frac{1}{(6,28 \cdot 5 \cdot 10^6)^2 \cdot 20 \cdot 10^{-12}} \\ &= 52 \mu\text{H} . \end{aligned}$$

Bei der Festlegung der Spannungsteilerkapazitäten $C2$ und $C3$ ist zu beachten, daß sie genügend groß gegenüber $C1$ gemacht werden, damit Rückwirkungen des Transistors auf den Kreis möglichst ausbleiben. Man wählt $C2 = C3 \approx 500 \text{ pF}$, verwendet aber variable Kondensatoren, um den erforderlichen Rückkopplungsfaktor und damit den Schwingeneinsatz einstellen zu können.

Damit sind alle Bauelemente des Oszillators bestimmt. Es

muß noch einmal betont werden, daß die durchgeführte Rechnung nur eine Näherung darstellt. Die genauen Werte ermittelt man im Versuchsaufbau.

4.3. Stabilität von Oszillatoren

Ein wesentliches Problem beim Bau von Oszillatoren ist die Stabilität der Amplitude und der Frequenz. Es ist wichtig zu wissen, welche Faktoren für die Amplituden- und Frequenzkonstanz maßgebend sind.

4.3.1. Amplitudenstabilität

Grundsätzlich ist die Wahl des Arbeitspunkts für den ordnungsgemäßen Schwingeneinsatz und für das Verhalten der Röhre oder des Transistors in der Oszillatorschaltung entscheidend.

Bild 4.26 verdeutlicht, daß bei Röhrenschaltungen der Ar-

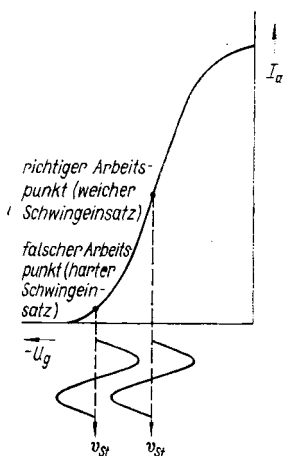


Bild 4.26
Weicher und harter Schwingeneinsatz

beitspunkt im steilsten Teil der Kennlinie liegen sollte. Die bei einer entsprechenden Rückkopplung vorhandene kleine Steuerspannung U_{St} wird verstärkt und wächst ständig an. Man spricht von einem weichen Schwingeneinsatz. Da aber mit steigender Amplitude die Steilheit abnimmt, stellt sich ein stationärer Schwingzustand ein. Bei einer solchen Wahl des Arbeitspunkts ist es möglich, durch Verändern des Rückkopplungsgrads die Schwingamplitude ebenfalls kontinuierlich zu ändern; die Schwingungen folgen.

Liegt der Arbeitspunkt jedoch an einer flachen Stelle der Kennlinie, so entstehen Reiß-, Sprung- und Zieherscheinungen der Schwingungen, da die Amplitude der Steuerspannung im Augenblick des Schwingeneinsatzes bereits einen sehr hohen Wert haben kann.

Bei Röhrenschaltungen wird die Amplitude der Schwingung durch die nichtlineare Arbeitskennlinie begrenzt.

Durch den bei größeren Schwingamplituden einsetzenden Gitterstrom erhöht sich die negative Gittervorspannung, und es kommt zu einer Arbeitspunktverlagerung — die Steilheit und damit die Verstärkung der Röhre wird geringer.

Da der Gitterstrom den Gitterkreis jedoch bedämpft, schaltet man vor das Gitter ein entsprechend dimensioniertes RC-Glied zur Erzeugung der automatischen Gittervorspannung (Bild 4.27). Es kann in Reihe oder parallel angeschlossen werden. Bei Parallelschaltung wird der Gitterkreis allerdings stärker bedämpft. Die Funktion des RC-Gliedes, auch „Audionblock“ genannt, ist folgende:

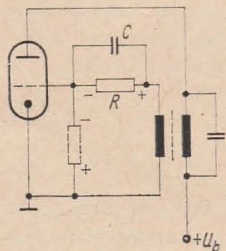


Bild 4.27
RC-Glied zur Begrenzung
der Schwingamplituden

Der Wechselstrom erreicht über die Kapazität ungehindert das Steuergitter. Der entstehende Gitterstrom erzeugt einen Spannungsabfall, der das Gitter negativ vorspannt. Der Anodenstrom wird damit verringert, und die Schwingamplitude wird kleiner. Mit dem RC-Glied erreicht man praktisch eine automatische Steuerung der Schwingungsamplitude.

Die RC-Kombination ist in der Weise zu bemessen, daß die Zeit zum Aufbau der Gittervorspannung möglichst klein wird. Die Dimensionierung erfolgt in der Praxis zu

$$\tau \approx (20 \dots 50) \cdot T_0, \quad (4.17)$$

wobei T_0 die Periodendauer der Resonanzfrequenz ist. Es ergeben sich Werte von $R = 20$ bis $100 \text{ k}\Omega$ und $C = 30$ bis 200 pF [8].

In der Transistor-Oszillatorschaltung wird der Arbeitspunkt durch den kapazitiv überbrückten Emitterwiderstand R_E stabilisiert. Der Basisspannungsteiler sorgt für die erforderliche Basisvorspannung. Die Schwingamplituden werden einmal durch die sinkende Stromverstärkung bei größerer Aussteuerung und zum anderen durch den sich immer mehr verringern den Transistoreingangswiderstand bei wachsender Amplitude begrenzt. Damit wird der Eingangskreis stärker bedämpft, und die Steuerspannung nimmt ab.

Eine Amplitudenbegrenzung kann auch im passiven Rückkopplungsvierpol durch den Einsatz von spannungsabhängigen Schaltelementen eintreten. Besonders werden Kalt- oder Heißeiter im Rückkopplungsweig eingesetzt.

Welche Art der Amplitudenbegrenzung gewählt wird, hängt von der aufzubauenden Oszillatorschaltung ab. Auf alle Fälle muß das Optimum zwischen Oszillatorspannung und Klirrfaktor durch den praktischen Versuch ermittelt werden.

4.3.2. Frequenzstabilität

Bei einer Veränderung der Betriebsverhältnisse treten neben der Änderung der Oszillatorspannung auch zwangsläufig Än-

derungen der Oszillatorfrequenz auf. Die Ursache dafür sind die nichtlinearen Verhältnisse im Verstärker und im Rückkopplungsnetzwerk.

Zur Charakterisierung der Frequenzstabilität sind folgende Begriffe wichtig:

Δf — Frequenzdrift, Frequenzabweichung.

$\frac{\Delta f}{f}$ — Relative Frequenzkonstanz, Frequenzstabilität.

$\frac{\Delta f}{\Delta t}$ — Kurzzeitkonstanz. Diese Größe gibt Auskunft über die Frequenzänderung vom Moment des Einschaltens des Oszillators bis zum Erreichen des Betriebszustands. Sie wird angegeben in kHz/min oder Hz/min.

$\frac{\Delta f}{\Delta t}$ — Langzeitkonstanz. Hier wird der Einfluß der Alterung der aktiven und passiven Bauelemente auf die Frequenzabweichung berücksichtigt. Zur Unterscheidung gegenüber der Kurzzeitkonstanz wird sie in kHz/Jahr oder kHz/Monat angegeben.

Die Frequenzgenauigkeit ist das entscheidende Güte Merkmal eines Oszillators. Bei hochwertigen Meßgeneratoren werden z. B. Frequenzgenauigkeiten von 10^{-8} und bei Rundfunktensendern Frequenzgenauigkeiten von 10^{-5} bis 10^{-6} gefordert. Einfache Oszillatoren erreichen nur Genauigkeiten von 10^{-2} bis 10^{-3} .

4.3.3. Maßnahmen zur Erzielung einer guten Amplituden- und Frequenzstabilität

Nachfolgend sind Maßnahmen aufgeführt, die wesentlich zur Verbesserung der Amplituden- und Frequenzstabilität beitragen, wenn sie beim Bau von Oszillatoren beachtet werden. Der Einsatz des Schwingquarzes wird dabei nicht berücksichtigt.

Zu diesen Maßnahmen gehören:

- einwandfreier mechanischer Aufbau der Oszillatorstufe; gedrängte Anordnung der Bauelemente zur Gewährleistung einer gemeinsamen Bauelementetemperatur,
- Stabilisierung aller Betriebsspannungen zur Gewährleistung eines festen Arbeitspunkts,
- Einsatz von hochwertigen Schwingkreiselementen wie keramische Spulenkörper mit aufgebrannten Windungen und Einsatz keramischer Kondensatoren,
- Temperaturkompensation für die mittlere Arbeitstemperatur,
- Vermeidung von größeren Temperaturschwankungen durch Einbau des Oszillators an „kühler“ Stelle des Geräts,
- lose Ankopplung des aktiven Elements an den Schwingkreis,
- gute Abschirmung,
- Entkopplung der Stromversorgung,
- gute Entkopplung zwischen Oszillator und Verbraucher durch Einsatz von Trennstufen; damit entfallen die durch Belastungsänderungen hervorgerufenen Frequenzänderungen,
- Verwendung von Si-Transistoren oder FET als aktive Elemente,
- geringe Leistungsaufnahme, um die Eigenerwärmung zu verringern.

4.4. Quarzoszillatoren

4.4.1. Quarz als Schaltelement

Oszillatoren mit einer hohen Frequenzstabilität kann man durch den Einsatz eines Quarzes als frequenzbestimmendes Glied realisieren. Dabei wird der piezoelektrische Effekt des Quarzkristalls ausgenutzt. Er besteht darin, daß sich an der Oberfläche des Kristalls elektrische Ladungen ausbilden, wenn er einem mechanischen Druck oder Zug in einer bestimmten

Richtung ausgesetzt wird. Hört der Druck auf, so schwingt er mechanisch über seine ursprüngliche Ruhelage hinaus weiter. Dabei kehren sich die Vorzeichen der Ladung um.

Wird nun umgekehrt an den Quarzkristall eine Wechselspannung gelegt, so führt er mechanische Schwingungen aus. Die dabei auftretenden Schwingungen sind in ihrer Amplitude um so größer, je besser die angelegte Frequenz mit der Eigenfrequenz des Quarzes übereinstimmt. Im Resonanzfall, d. h., wenn die angelegte Frequenz mit der mechanischen Frequenz übereinstimmt, ist die Schwingungsamplitude am größten. Zur Erhaltung dieser Schwingung wird nur eine kleine Leistung benötigt. Der Quarz wirkt dann wie ein schwach gedämpfter Schwingkreis.

Der Quarzkristall kann als Scheibe, Ring oder Stab ausgeführt sein. Er hat bestimmte Abmessungen und wird mit Rücksicht auf die gewünschte Schwingungsform entsprechend gehaltert. Ein Gehäuse schützt den Kristall. Über die Quarzsteckfassung wird er an die Schaltung angeschlossen (außer Lötquarze).

Für verschiedene Frequenzbereiche verwendet man unterschiedliche Ausführungsformen:

Biegungsschwinger für den Frequenzbereich von 1 kHz bis 40 kHz. Der Kristall biegt sich in seiner Längsachse wechselseitig durch.

Längsschwinger für den Frequenzbereich von 40 kHz bis 150 kHz. Die Stablänge verändert sich periodisch.

Flächenschwinger für den Frequenzbereich von 150 kHz bis 500 kHz. Es werden zwei gegenphasige Längsschwingungen in zwei senkrecht zueinander in der Scheibenebene liegenden Richtungen ausgeführt.

Dickenschwinger für den Frequenzbereich von 500 kHz bis 20 MHz. Es entstehen periodische Scherbewegungen senkrecht zur Scheibendicke.

Weiter wird unterschieden nach der Art der Schwingungsanregung. Es gibt Grundschwingungsquarze (Anregung der Grundschwingung) und Oberwellenquarze (Anregung der Oberschwingung). Man benutzt dementsprechend auch die

Bezeichnungen Grundwellen- bzw. Oberwellenquarze. Für den Frequenzbereich von 20 MHz bis 140 MHz werden grundsätzlich Oberwellenquarze verwendet. Dabei sind nur Frequenzen, die den ungeradzahligen Oberwellen entsprechen, anregbar, da sich bei geradzahligen Oberwellen keine Spannungen zwischen den Elektroden ergeben. Für 20 bis 60 MHz wird die dritte, für 60 bis 100 MHz die fünfte und für 100 bis 140 MHz die siebente Oberwelle benutzt [12], [22].

Die für den Quarz bekannte Ersatzschaltung ist in Bild 4.28 dargestellt. Der Quarz wirkt wie ein elektrischer Serienresonanzkreis, der aus der Induktivität $L1$, der Kapazität $C1$ und dem Verlustwiderstand $R1$ besteht. Die Halterungskapazität C_0 ist diesem Reihenkreis parallelgeschaltet.

Aus Bild 4.28 geht hervor, daß man den Quarz sowohl in Serienresonanz als auch in Parallelresonanz betreiben kann. Folgende Formeln können unter Vernachlässigung der Verluste aufgestellt werden:

Serienresonanzfrequenz des Quarzes

$$f_s = \frac{1}{2 \pi \cdot \sqrt{L1 \cdot C1}}, \quad (4.18)$$

Parallelresonanzfrequenz des Quarzes

$$f_p = \frac{1}{2 \pi \cdot \sqrt{L1 \cdot \frac{C1 \cdot C_0}{C1 + C_0}}}. \quad (4.19)$$

Daraus folgt der relative Frequenzabstand zwischen diesen beiden Frequenzen zu:

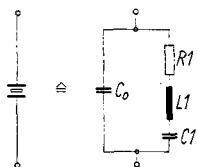


Bild 4.28
Ersatzschaltbild des Quarzes

$$\frac{f_p - f_s}{f_s} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_1}{C_0} . \quad (4.20)$$

Die Güte des Schwingquarzes ist:

$$Q = \frac{\omega_s \cdot L_1}{R_1} = \frac{1}{\omega_s \cdot R_1 \cdot C_1} . \quad (4.21)$$

Die Güte des Quarzes ist wegen des geringen Verlustwiderstands groß gegenüber der Güte der aus Spulen und Kondensatoren aufgebauten Schwingkreise. Sie liegt zwischen 10^4 und 10^6 .

Neben den Serien- und Parallelresonanzstellen treten beim Quarz Bereiche auf, in denen er induktiv oder kapazitiv wirkt. Bild 4.29 zeigt den Reaktanzverlauf des dämpfungsfreien Schwingquarzes. Zwischen den beiden Resonanzstellen ω_s und ω_p wirkt er induktiv und oberhalb ω_p und unterhalb ω_s kapazitiv.

Durch „Zieheinrichtungen“, d. h. durch das Parallel- oder das In-Reihe-Schalten eines Kondensators oder einer Spule zum Quarz sowie durch die Kombination beider Möglichkeiten kann der Quarz auf die geforderte Arbeitsfrequenz gezogen werden [11].

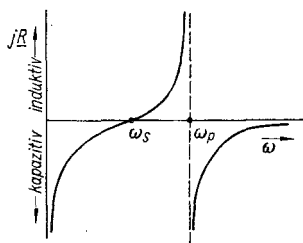


Bild 4.29
Reaktanzverlauf des Quarzes

4.4.2. Quarzoszillatoren mit Röhren

Für die einzelnen Frequenzbereiche haben sich in der Praxis bestimmte Quarzsaltungen bewährt. Für den Bereich 1 kHz bis 40 kHz werden vorwiegend dreipolige Biegerquarze in der aperiodischen Schaltung nach Bild 4.30 verwendet.

Für den Frequenzbereich 40 kHz bis 20 MHz setzt man Grundwellenquarze in der aperiodischen Parallelresonanzschaltung (Bild 4.31) ein. [12] und [22] geben für die einzelnen Frequenzbereiche folgende Werte an:

Frequenz- bereich/kHz	$R_g/k\Omega$	$R_a/k\Omega$	$R_s/k\Omega$	$C_a C_g/pF$	C_L/pF
40 bis 500	150	500	500	100	50
500 bis 20000	25	80	2000	60	30
20000 bis 30000	25	80	2000	40	20
30000 bis 40000	25	80	1000	20	10

Für den Bereich 20 bis 140 MHz verwendet man vorwiegend die bewährte *Buttler*-Schaltung (Bild 4.32). Als Quarze sind Oberwellenquarze eingesetzt, die in Serienresonanz schwingen.

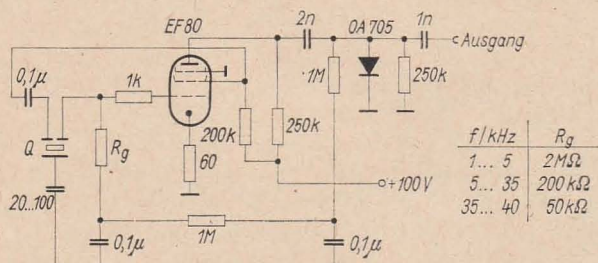


Bild 4.30 Aperiodische Quarzsaltung für 1 bis 40 kHz

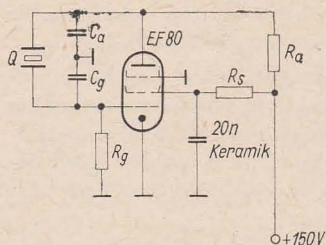


Bild 4.31 Aperiodische Parallelresonanzschaltung für 40 kHz bis 40 MHz

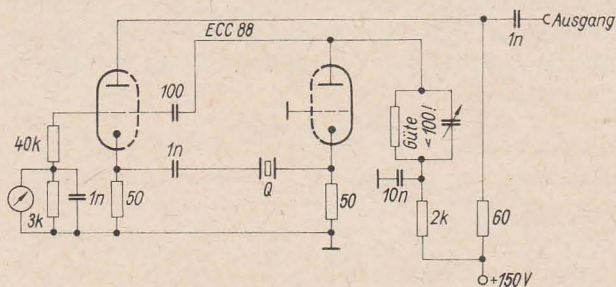


Bild 4.32 Serienresonanzschaltung (Buttler-Schaltung) für 20 bis 140 MHz

4.4.3. Quarzoszillatoren mit Transistoren

Bei den Transistoroszillatoren hängt die Entscheidung, ob der Quarz in Parallelresonanz oder Serienresonanz betrieben werden soll, von den Innenwiderständen des Transistors ab. Soll der Quarz in Parallelresonanz arbeiten, so kann man ihn direkt parallel zur Kollektor-Emitter-Strecke schalten, da deren Innenwiderstand R_i einen großen Wert hat. Soll er an die Basis-Emitter-Strecke gelegt werden, so ist er wegen des niedrigen Wertes dieses Innenwiderstands über ein Transformationsglied, z. B. einen kapazitiven Spannungsteiler, an-

zuschalten. Soll der Quarz in Serienresonanz schwingen, so verwendet man ihn meist als Kopplungs-Längsglied [23].

Bild 4.33 zeigt den Stromlaufplan eines *Colpitts*-Quarz-oszillators für 7 MHz in Basisschaltung. Die Parallelresonanz des Quarzes wird nicht ganz erreicht; er wirkt als Induktivität und kommt mit den parallel liegenden und in Reihe geschalteten Kondensatoren in Resonanz. Der Trimmer dient zum „Ziehen“ auf die Arbeitsfrequenz.

In Bild 4.34 ist der Stromlaufplan für einen Oszillator für 470 kHz dargestellt. Der Quarz schwingt in Parallelresonanz und wird durch die in Reihe liegende Induktivität auf die Arbeitsfrequenz gezogen. Der kapazitive Spannungsteiler dient zur Rückkopplung der HF-Spannung vom Emitter zum Schwingkreis. Der Schwingkreis ist ebenfalls auf 470 kHz abgestimmt und dient zum sicheren Anschwingen des Quarzes.

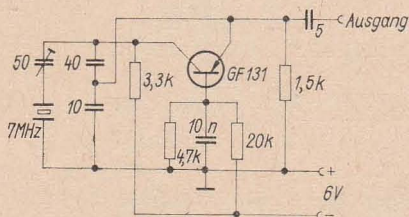


Bild 4.33 Quarzoszillator für 7 MHz

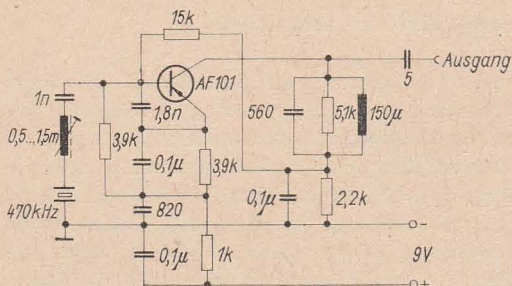


Bild 4.34 Quarzoszillator für 470 kHz [23]

Da der Quarz lose an den Transistor angekoppelt ist, wird die Schaltung gegenüber Schwankungen der Speisespannung und Streuungen der Transistorwerte unempfindlich.

Zwei weitere Quarzschaltungen für 10 MHz und 5 MHz sind in Bild 4.35 und Bild 4.36 gezeigt.

In der Oszillatorschaltung für 100 kHz nach Bild 4.37 ist der Quarz in Serienresonanz geschaltet. Der Transistor arbeitet in Basisschaltung. Der Quarz liegt als Längsglied im Rückkopplungsweg vom Kollektorkreis auf den Emitter und schwingt in Reihenresonanz.

Den Stromlaufplan eines Oberwellenoszillators für 100 MHz zeigt Bild 4.38. Der Quarz wird in einer Oberschwingung erregt. Dazu ist ein auf 100 MHz abgestimmter Schwingkreis im Kollektorkreis erforderlich. Mit der Induktivität L_Q wird die Halterungskapazität des Quarzes weggestimmt.

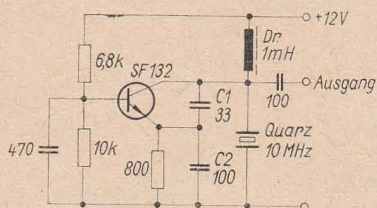


Bild 4.35
Clapp-Oszillator
für 10 MHz [9]

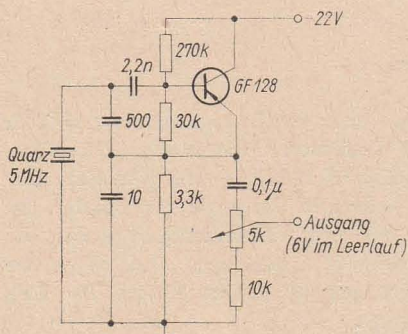


Bild 4.36
Oszillator für
5 MHz [10]

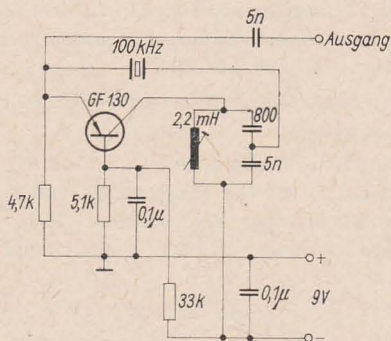


Bild 4.37
100-kHz-Oszillator

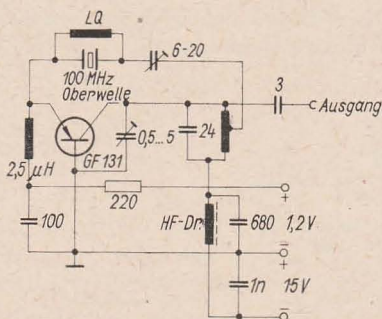


Bild 4.38
Oberwellenoszillator
für 100 MHz

4.5. RC-Generatoren

Während man zur Erzeugung von Frequenzen über 10 MHz fast ausschließlich LC-Oszillatoren verwendet, ist im Frequenzbereich von 0,01 kHz bis 10 MHz — und dabei besonders im unteren Bereich — der RC-Generator vorteilhafter. Im NF-Gebiet wird heute, von einigen Ausnahmen abgesehen, der RC-Generator eingesetzt. LC-Schaltungen sind wegen der geometrischen Abmessungen der Induktivitäten für tiefe Frequenzen nicht geeignet.

4.5.1. RC-Generator mit *Wien*-Brücke

Die bekannteste Schaltung ist der *Wien*-Brückengenerator. Bild 4.39 zeigt den Zweig einer *Wien*-Brücke.

An Hand dieses Bildes können folgende Beziehungen aufgestellt werden:

$$\begin{aligned}\underline{Z} &= \underline{Z}_1 + \underline{Z}_2, \\ \underline{u}_1 &= \underline{Z} \cdot \underline{I}, \\ \underline{u}_2 &= \underline{Z} \cdot \underline{I}.\end{aligned}$$

Die Spannungen verhalten sich wie die Widerstände:

$$\frac{\underline{u}_1}{\underline{u}_2} = \frac{\underline{Z}}{\underline{Z}_2} = \frac{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2}{\underline{Z}_2} = 1 + \frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_2}.$$

Entsprechend Bild 4.39 ist:

$$\underline{Z}_1 = R + \frac{1}{j \omega C} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\underline{Z}_2} = \frac{1}{R} + j \omega C.$$

Somit wird:

$$\begin{aligned}\frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_2} &= \left(R + \frac{1}{j \omega C} \right) \cdot \left(\frac{1}{R} + j \omega C \right) \\ &= 2 + j \left(\omega C \cdot R - \frac{1}{\omega C \cdot R} \right).\end{aligned}$$

Für den Rückkopplungsfaktor $K = \frac{\underline{u}_2}{\underline{u}_1}$ kann nun geschrieben werden:

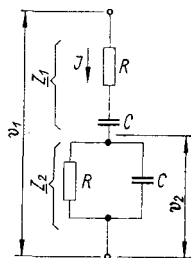


Bild 4.39
Zweig der *Wien*-Brücke

$$K = \frac{u_2}{u_1} = \frac{1}{3 + j\left(\omega C \cdot R - \frac{1}{\omega C \cdot R}\right)}. \quad (4.22)$$

Es findet nur dann keine Phasenverschiebung zwischen u_2 und u_1 statt, wenn der Nenner reell wird. Das ist dann der Fall, wenn

$$\omega C \cdot R = \frac{1}{\omega C \cdot R}$$

wird.

Aus dieser Beziehung errechnet sich die Resonanzfrequenz der *Wien*-Brücke:

$$\omega^2 = \frac{1}{C^2 \cdot R^2},$$

$$\omega = \frac{1}{C \cdot R},$$

$$f_r = \frac{1}{2 \pi \cdot C \cdot R}. \quad (4.23)$$

Unter der Bedingung $\omega C \cdot R = \frac{1}{\omega C \cdot R}$ wird der Nenner der

Gl. (4.22) reell und hat den Wert 3. Der Rückkopplungsfaktor ist dann gleich $1/3$ oder 0,33. Das heißt, die Spannung u_2 ist um den Faktor 3 kleiner als die Spannung u_1 [13]. Bild 4.40

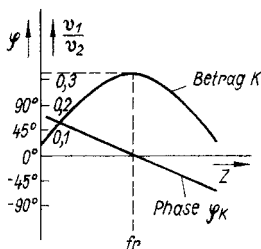


Bild 4.40
Verlauf der Spannung und
der Phase eines *Wien*-
Brückengenerators in
Abhängigkeit vom Brücken-
widerstand

zeigt den Verlauf von K und den Phasenverlauf der *Wien*-Brücke.

Da die *Wien*-Brücke die Phase nicht dreht, kann sie nur bei geradzahliger Stufenanzahl des RC-Generators eingesetzt werden. Das gilt sowohl für Röhren- als auch für Transistorgeneratoren in Katodenbasis- bzw. Emitterschaltung.

In Bild 4.41 sind die Prinzipschaltbilder zweier *Wien*-Brückengeneratoren dargestellt. Durch die zweimalige Phasendrehung (2 Stufen) ist die Phasenbedingung erfüllt. Wird, wie in Bild 4.41 dargestellt, ein Doppeldrehkondensator als Kapazität C eingesetzt, dann ist ein Überstreichen eines größeren Frequenzbereichs möglich. Dabei hat der RC-Oszillator gegenüber dem LC-Oszillator einen wesentlichen Vorteil, da wegen des Fehlens des Wurzelausdrucks in der Frequenzbedingung für den RC-Generator (Gl. 4.23) ein relativ großer Frequenzbereich erfaßt werden kann. Bild 4.42 zeigt eine praktische Schaltung eines *Wien*-Generators für eine Festfrequenz von 2 kHz [18].

4.5.2. RC-Generator mit Phasenschieberkette

Beim RC-Generator mit Phasenschieberkette wird als Rückkopplungsnetzwerk eine dreigliedrige RC-Kette (Bild 4.43) eingesetzt. Bei diesem Netzwerk wird die Phase zwischen Ein-

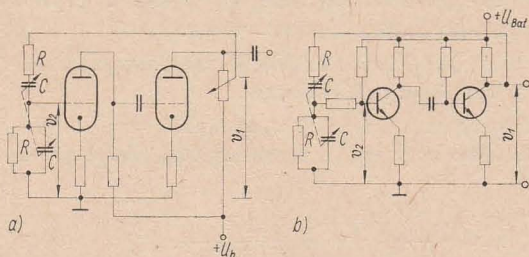


Bild 4.41 Prinzipschaltbilder von *Wien*-Brückengeneratoren;
a — Röhrenschaltung, b — Transistorschaltung

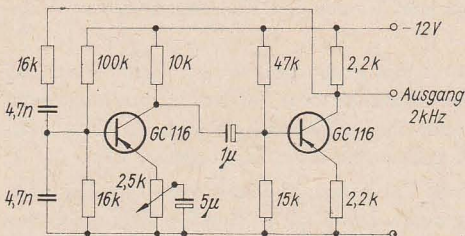


Bild 4.42 Wien-Brückengenerator für 2 kHz

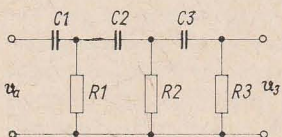


Bild 4.43
Dreigliedrige Phasen-
schieberkette

gangs- und Ausgangsspannung durch jedes RC-Glied um etwa 60° gedreht. Um eine Phasenverschiebung von 180° zu erreichen, benötigt man also ein dreigliedriges Netzwerk. Bei einer gleichartigen Ausführung aller drei RC-Glieder, wie es in der Praxis üblich ist, sinkt die Spannung u_3 auf den $1/29$ fachen Wert von u_a ab [3]. Dieser Spannungsverlust muß durch eine entsprechende Verstärkung der Röhren- oder Transistorstufe wieder ausgeglichen werden.

Wegen der Tatsache, daß die RC-Kette die Phase um 180° dreht, ist sie nur bei ungeradzahligen Katodenbasis- bzw. Emittierstufen einsetzbar; das bedeutet, es können Generatoren mit nur einer Stufe aufgebaut werden.

Bild 4.44 zeigt die Prinzipschaltbilder von Phasenschiebegeratoren mit Röhre und Transistor.

Die Schwingfrequenz hängt im wesentlichen von den RC-Werten ab, aber auch der Außenwiderstand beeinflusst die Frequenz:

$$f_r = \frac{1}{2\pi \cdot C \cdot R \cdot \sqrt{6 + 4 \cdot \frac{R_{ges}}{R}}}, \quad (4.24)$$

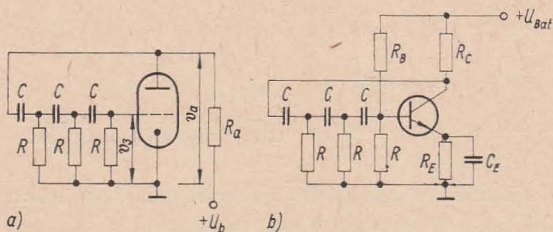


Bild 4.44 Prinzipschaltbilder von Phasenschiebergeneratoren;
a — mit Röhre, b — mit Transistor

wobei R_{ges} die Parallelschaltung des Innenwiderstands mit dem Außenwiderstand ist.

Als ausreichende Formel für die Praxis kann geschrieben werden:

$$f_r = \frac{1}{2 \pi \cdot R \cdot C \cdot \sqrt{6}} \quad (4.25)$$

Bild 4.45 zeigt den Stromlaufplan eines RC-Tongenerators für eine Festfrequenz von 400 Hz [9].

Die Phasenschieberkette kann auch entsprechend Bild 4.46 geschaltet werden; d. h., die Widerstände liegen im Längszweig und die Kapazität im Querszweig der Phasenschieberkette.

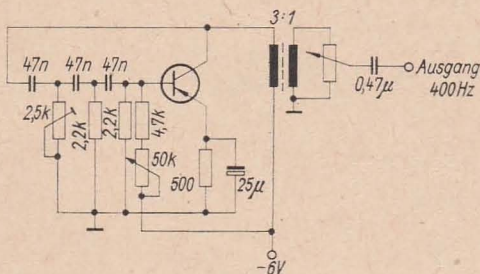


Bild 4.45 RC-Tongenerator mit Phasenschieberkette [9]

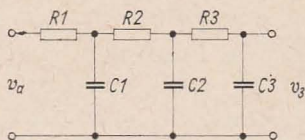


Bild 4.46
Phasenschieberkette mit
Widerständen im Längsweig

Auch bei dieser Kette beträgt der Spannungsverlust zwischen u_a und u_3 $1/29$. Die Schwingfrequenz ist aber jetzt:

$$f_r = \frac{\sqrt{6}}{2 \pi \cdot RC} \quad (4.26)$$

4.5.3. RC-Generatoren mit T-Gliedern

Neben den genannten Phasenschieber- und *Wien*-Generatoren werden auch oft Generatoren mit dem überbrückten T-Glied (Bild 4.47) oder dem Doppel-T-Glied (Bild 4.48) aufgebaut.

Diese RC-Vierpole haben einen von der Frequenz abhängigen Dämpfungsverlauf. Bild 4.49 zeigt diesen Verlauf als Prinzipdarstellung, wobei das Doppel-T-Glied höhere Dämpfungen

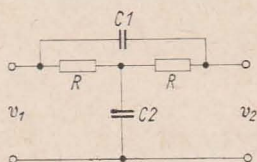


Bild 4.47
Überbrücktes T-Glied

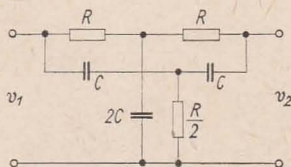


Bild 4.48
Doppel-T-Glied

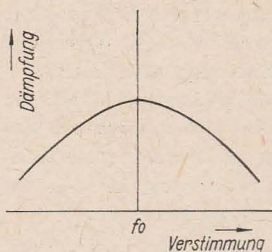


Bild 4.49
Prinzipieller Dämpfungs-
verlauf des überbrückten
T-Gliedes

aufweist als das überbrückte T-Glied. Das Maximum der Dämpfung liegt jeweils bei der Resonanzfrequenz [19]:

Doppel-T-Glied:

$$f_r = \frac{1}{2 \pi \cdot R \cdot C} \quad (4.27)$$

überbrücktes T-Glied:

$$f_r = \frac{1}{2 \pi \cdot R \cdot \sqrt{C1 \cdot C2}} \quad (4.28)$$

Bild 4.50 zeigt das Prinzipschaltbild eines RC-Generators mit überbrücktem T-Glied.

Zur Wirkungsweise der Schaltung: Röhre 1 arbeitet als normale Verstärkerstufe. Röhre 2 ist als Anodenbasisstufe geschaltet — es tritt in dieser Stufe somit keine Phasendrehung

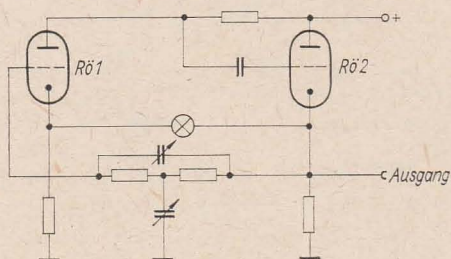


Bild 4.50 Prinzipschaltbild eines RC-Generators mit überbrücktem T-Glied

auf. Die Glühlampe dient zur Mitkopplung von R_{ö2} auf R_{ö1}. Die Mitkopplung ist also frequenzunabhängig. Die Glühlampe bewirkt eine Konstanthaltung der Schwingamplitude. Im Gegenkopplungszweig liegt das frequenzabhängige überbrückte T-Glied. Bei der Resonanzfrequenz ist die Dämpfung am größten, d. h., die Gegenkopplungsspannung ist nun am kleinsten, und bei entsprechender Dimensionierung überwiegt die Mitkopplung — die Schaltung beginnt zu schwingen.

In Bild 4.51 ist eine praktische Oszillatorschaltung mit Doppel-T-Glied für 1 kHz dargestellt [12]. Bei dieser Schaltung wird frequenzunabhängig mitgekoppelt von der Pentodenanode zum Gitter der Triode. Im Gegenkopplungsweg — Pentodenkatode zum Triodengitter — liegt das frequenzabhängige Doppel-T-Glied. Die Lampen in der Katodenleitung der Pentode stabilisieren die Schwingamplitude über die an ihnen entstehende Gittervorspannung.

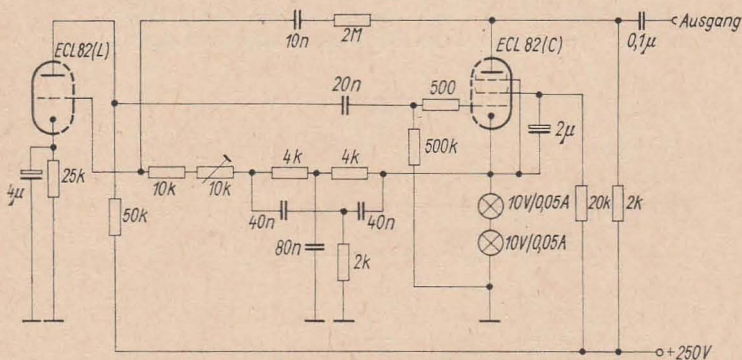


Bild 4.51 RC-Generator mit Doppel-T-Glied für 1 kHz

5. Oszillatoren zur Erzeugung von Impulsschwingungen

Für die Erzeugung von Impulsen sind die verschiedensten Schaltungen und Verfahren bekannt geworden. Im Rahmen dieser Broschüre sollen nur die gebräuchlichsten Mitkopplungsgeneratoren beschrieben werden.

Auch für die Impulserzeugung ist in vollem Umfang die Selbsterregungsbedingung gültig; d. h., auch bei der Impulserzeugung muß eine amplituden- und phasenrichtige Rückkopplung stattfinden, wenn der Generator schwingen soll. Der grundsätzliche Unterschied zu den Sinusgeneratoren besteht darin, daß die Rückkopplung extrem fest gemacht wird, so daß es zu Sprung- bzw. Schaltcharakteristiken der Röhren- oder Transistorstufen kommt [14], [15].

In den nachfolgenden Abschnitten werden vorwiegend Schaltungen mit Transistoren behandelt. Röhrenschaltungen sind zur Information teilweise mit angegeben.

5.1. Rechteckgeneratoren

5.1.1. Sperrschwinger

Beim Sperrschwinger wird ähnlich wie bei der *Meißner*-Schaltung mit einem Transformator rückgekoppelt. Bild 5.1 zeigt das Prinzipschaltbild des Sperrschwingers mit Transistor und Röhre. Da kein Schwingkreis vorhanden ist, besteht für keine Frequenz eine besondere Rückkopplungsbedingung. Die Rückkopplungsbedingungen sind für ein ganzes Frequenzspektrum gleichermaßen günstig. Durch die starke Kopplung des Übertragers, das Übersetzungsverhältnis ist nahezu 1, wird eine hohe Rückkopplungsspannung auf den Eingang zurückgeführt,

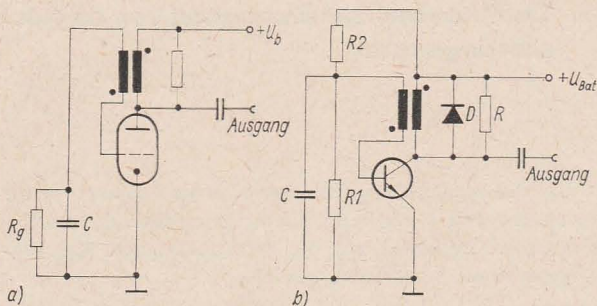


Bild 5.1 Prinzipschaltbild des Sperrschwingers;
a — mit Röhre, b — mit Transistor

und die Röhre oder der Transistor wird stark übersteuert; es bilden sich impulsförmige Schwingungen aus.

Die Wirkungsweise soll an dem Prinzipschaltbild Bild 5.1b und an den Spannungsverläufen (Bild 5.2) erklärt werden.

Ausgangspunkt ist der Zeitpunkt t_1 . Der Transistor ist gesperrt. An der Basis herrscht leicht negatives Potential. Der Kollektorstrom ist Null, und am Kollektor liegt die volle Batteriespannung U_{Bat} an. Der Kondensator C ist wegen des vorhergehenden Impulses negativ aufgeladen.

Über den Spannungsteiler R_1, R_2 wird nun der Kondensator mit der Zeitkonstante $\tau = C \cdot (R_1, R_2)$ entladen. Zum Zeitpunkt t_2 erreicht die Basisspannung den Durchlaßschwellenwert U_s der Basis-Emitter-Strecke (bei npn-Siliziumtransistoren etwa 0,6 V), und es beginnt erst ein kleiner, dann ein immer stärkerer Kollektorstrom zu fließen — der Transistor kippt in den leitenden Zustand. Ursache für das rasche Ansteigen des Kollektorstroms ist der durch den Kollektorstrom in der Primärwicklung hervorgerufene Spannungssprung, der sich auf die Sekundärseite überträgt. Der negative Spannungssprung am Kollektor erzeugt wegen der entsprechenden Polung der Übertragerwicklungen einen positiven Spannungssprung an der Basis, der zur weiteren Durchschaltung des Transistors beiträgt. Durch die anhaltende Rückkopplung entsteht ein

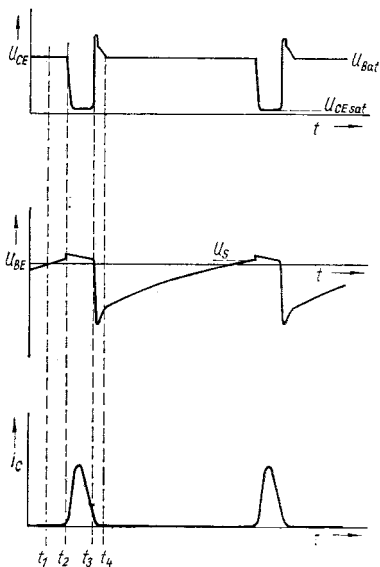


Bild 5.2
Spannungs- und
Stromverlauf beim
Transistorsperr-
schwinger

kräftiger Kollektorstromimpuls, und die Kollektorspannung geht auf den Wert $U_{CE\ sat}$ (fast 0 V) zurück.

Ab diesem Zeitpunkt wird nun, durch den ebenfalls entstandenen hohen Basisstrom, der Kondensator wieder aufgeladen. Die Aufladung des Kondensators erfolgt beim npn-Transistor in der Weise, da der Basisstrom von der Basis über den Emitter, dann über die R1C-Kombination und letztlich über die Sekundärwicklung des Übertragers wieder zur Basis fließt, daß am oberen Kondensatoranschlußpunkt ein negatives Potential gegenüber Masse entsteht. Diese Aufladung geschieht wegen des relativ großen Basisstroms in sehr kurzer Zeit. Mit steigen der negativer Kondensatoraufladung wird die Basissteuerspannung immer kleiner und unterschreitet im Zeitpunkt t_3 den Schwellenwert U_s . Ab diesem Moment geht der Kollektorstrom auf Null zurück — der Transistor ist wieder gesperrt.

Da der im Übertrager fließende Magnetisierungsstrom nicht

wie der Kollektorstrom sprunghaft zu Null werden kann — er fließt bis zum Zeitpunkt t_4 weiter —, entstehen positive Induktionsspannungen, die sich der Batteriespannung überlagern und damit das Kollektorpotential erhöhen.

Mit der Dämpfungsdiode D und dem Lastwiderstand R werden hohe Spannungsspitzen abgebaut. Im Zeitpunkt t_4 , also nach dem Abklingen der Spannungsspitzen, ist der Impuls beendet. Am Kollektor liegt wieder die Spannung U_{Bat} an.

Der Sperrschwinger kann auch durch das Anlegen von Tastimpulsen von außen synchronisiert werden. Dazu legt man direkt an die Basis positive Spannungsspitzen an, die die Aufsteuerung des Transistors übernehmen. Der Spannungsteiler R_1, R_2 ist dann durch einen einzelnen Widerstand R_1 zu ersetzen, der entweder an Masse oder an eine negative Hilfsspannung U_H gelegt wird (Bild 5.3).

Es ist auch möglich, freischwingende Sperrschwinger zu synchronisieren. Die Frequenz der angelegten Synchronisierimpulse muß dabei höher als die Eigenfrequenz des Sperrschwingers sein.

5.1.2. Multivibratoren

Der Multivibrator (Vielschwinger) hat große praktische Bedeutung bei der Impulserzeugung erlangt. In seiner Ursprungsform stellt er einen zweistufigen Röhrenverstärker dar, dessen

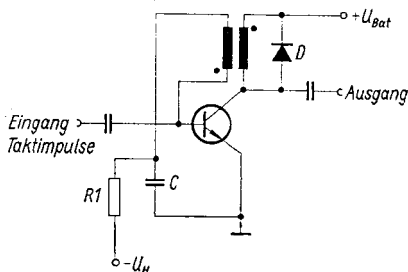


Bild 5.3
Fremdgesteuerter
Sperrschwinger

Ausgangsspannung an den Eingang zurückgeführt wird (Bild 5.4).

Durch die Verwendung von zwei Röhrensystemen wird die Phase um 360° gedreht, und somit ist die Phasenbedingung erfüllt. Die Ausgangsspannung jedes Systems kann also zum Zweck der Selbsterregung unmittelbar an den Eingang des anderen Systems zurückgeführt werden.

Zwischen den drei Grundschaltungen — astabiler, monostabiler und bistabiler Multivibrator — besteht folgender Unterschied:

Astabiler Multivibrator

Der astabile Multivibrator ist ein freischwingender Generator, der selbständig Kippschwingungen ausführt. Ein Steuerimpuls ist nicht erforderlich.

Monostabiler Multivibrator

Der monostabile Multivibrator benötigt zur Impulsabgabe einen Steuerimpuls. Ein Steuerimpuls am Eingang bewirkt, daß der Multivibrator einen Ausgangsimpuls abgibt, d. h., es finden nur zwei Kippvorgänge statt. Ein Kippvorgang ist das Schalten vom gesperrten in den geöffneten Zustand, der andere Kippvorgang ist das Zurückkippen in den gesperrten Zustand. Soll ein zweiter Impuls erzeugt werden, muß erneut ein Steuerimpuls angelegt werden.

In der Literatur werden auch oft die Bezeichnungen Univibrator oder Monoflop verwendet. Angewendet wird der monostabile Multivibrator vor allem in Verzögerungsschaltungen.

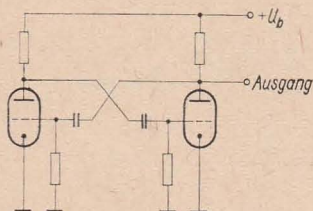


Bild 5.4
Multivibrator-
Grundschaltung

Bistabiler Multivibrator

Auch der bistabile Multivibrator benötigt zur Impulserzeugung einen Steuer- oder Auslöseimpuls. Der Unterschied zum monostabilen Multivibrator besteht jedoch darin, daß zwei Steuerimpulse erforderlich sind, um am Ausgang eine volle Rechteckschwingung zu erhalten. Der erste Steuerimpuls bewirkt das Hinkippen — „Flip“ —, der zweite das Herkippen — „Flop“ — der Schaltung. Deshalb auch die Bezeichnung „Flip-Flop-Schaltung“. Wegen seiner bevorzugten Anwendung in elektronischen Rechenanlagen bezeichnet man den bistabilen Multivibrator auch als Binärstufe.

Der astabile Multivibrator

Bild 5.5 zeigt das Prinzipschaltbild des astabilen Multivibrators mit Transistoren. Er besteht aus einem zweistufigen RC-Verstärker. Über die Koppelkondensatoren C1 und C2 erfolgt die Rückkopplung vom Ausgang des Transistors T2 an den Eingang des Transistors T1 sowie vom Ausgang des Transistors T1 auf den Eingang von T2.

An Bild 5.5 und Bild 5.6 soll die Wirkungsweise des Multivibrators erklärt werden. Es wird davon ausgegangen, daß T1 durch einen negativen Spannungssprung, der etwa der negativen Batteriespannung entspricht, vollkommen gesperrt ist. Das entspricht dem Zeitpunkt t1 in Bild 5.6. Über den Basis-

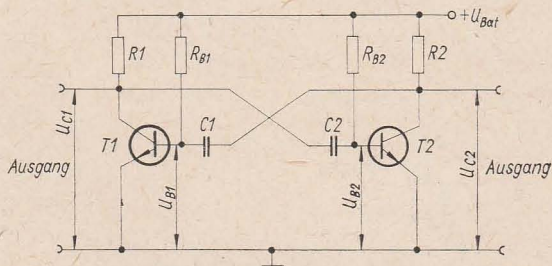


Bild 5.5 Astabiler Multivibrator

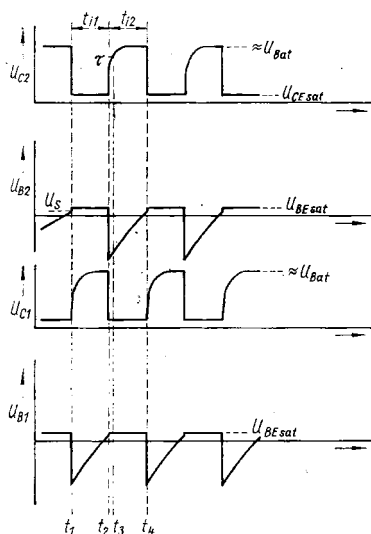


Bild 5.6
Impulsverläufe des
astabilen Transistor-
multivibrators

widerstand R_{B1} entlädt sich $C1$, und die Basisspannung u_{B1} wird positiver. Die Zeitkonstante dieses Umladevorgangs ist:

$$\tau_1 \approx C1 \cdot R_{B1} . \quad (5.1)$$

Erreicht und überschreitet u_{B1} im Zeitpunkt t_2 die Schwellwertspannung U_s , beginnt in $T1$ ein Kollektorstrom zu fließen, und es wird ein neuer Kippvorgang eingeleitet. Der durch den Kollektorstrom an $R1$ hervorgerufene Spannungsabfall wird sofort in voller Höhe als negativer Spannungssprung über $C2$ an die Basis von $T2$ übertragen. Damit sinkt der Kollektorstrom von $T2$, und die Kollektorspannung u_{C2} steigt. Diese Spannungsänderung wirkt sich abermals auf $T1$ aus. Die Schaltung schaukelt sich in sehr kurzer Zeit hoch, und es endet damit, daß die Schaltung kippt. Diese Vorgänge spielen sich alle im Zeitpunkt t_2 , also in einer sehr kurzen Zeit, ab. Nun ist $T1$ leitend und $T2$ gesperrt.

Nach Bild 5.6 steigt zum Zeitpunkt t_2 die Spannung u_{C2} nicht sprunghaft, sondern allmählich an. Die Vorderflanke des Im-

pulses ist abgerundet. Ursache dafür ist der eine bestimmte Zeit benötigende Aufladevorgang von C1 (im Bild als Zeitpunkt t3 bezeichnet), der durch C1 und R2 bestimmt wird zu:

$$\tau' \approx C1 \cdot R2 .$$

Grundsätzlich spielen sich am Eingang von T2 die gleichen Vorgänge wie im Zeitpunkt t1 am Transistor T1 ab. Zum Zeitpunkt t4 ist eine volle Periode abgelaufen.

Für die Entladezeitkonstante von C2 kann analog zu $\tau1$ geschrieben werden:

$$\tau2 \approx C2 \cdot R_{B2} . \quad (5.2)$$

Weitere wichtige Formeln für die Bemessung von Transistormultivibratoren sind:

Zeitdauer der Impulse:

$$\begin{aligned} t_{i1} &\approx C1 \cdot R_{B1} \cdot \ln 2 = 0,69 \cdot C1 \cdot R_{B1} , \\ t_{i2} &\approx C2 \cdot R_{B2} \cdot \ln 2 = 0,69 \cdot C2 \cdot R_{B2} . \end{aligned} \quad (5.3)$$

Periode T einer vollen Impulsschwingung:

$$\begin{aligned} T &= t_{i1} + t_{i2} \approx 0,69 \cdot (\tau1 + \tau2) = \\ &= 0,69 \cdot (C1 \cdot R_{B1} + C2 \cdot R_{B2}) . \end{aligned} \quad (5.4)$$

Frequenz des astabilen Multivibrators:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{0,69 \cdot (C1 \cdot R_{B1} + C2 \cdot R_{B2})} ; \quad (5.5)$$

mit $C1 = C2$ und $R_{B1} = R_{B2}$ wird:

$$f = \frac{1}{1,38 \cdot C \cdot R_B} . \quad (5.6)$$

Erforderliche Batteriespannung U_{Bat} :

$$U_{Bat} = u_{C2} + U_{CE \text{ sat}} \approx u_{C2} . \quad (5.7)$$

Mindestgröße der Widerstände R1 und R2:

$$R1 = R2 \geq \frac{U_{Bat}}{I_{C \text{ max}}} . \quad (5.8)$$

Größe der Basiswiderstände:

$$\begin{aligned} R_{B1} &\approx R1 \cdot B1, \\ R_{B2} &\approx R2 \cdot B2, \end{aligned} \quad (5.9)$$

mit $B1, B2$ — Stromverstärkungen der Transistoren.
Werte der Koppelkondensatoren:

$$\begin{aligned} C2 &= \frac{TV}{0,69 \cdot R_{B2} \cdot f_1}, \\ C1 &= \frac{1 - TV}{0,69 \cdot R_{B1} \cdot f_1}, \end{aligned} \quad (5.10)$$

mit TV — Tastverhältnis, f_1 — Impulsfrequenz.

Bild 5.7 zeigt den Stromlaufplan eines einfachen astabilen Multivibrators, der als elektronischer Blinkgeber für Kraftfahrzeuge dient [16]. Die regelbaren Basiswiderstände dienen zum Einstellen der Blink- und Sperrzeit.

Verbesserte Multivibratorschaltung

Durch schaltungstechnische Maßnahmen ist es möglich, die bei der Grundsaltung entstehende Abrundung der Impulsvorderflanke zu verringern. Am häufigsten wird der Einsatz von ein oder zwei sogenannten Auffangdioden praktiziert. Bild 5.8 zeigt den Stromlaufplan einer solchen Schaltung. Wenn $T2$ gesperrt ist, steigt die Spannung am Kollektor schnell an. Die Spannung an der Diodenkatode erhöht sich dagegen wegen des Aufladevorgangs von $C1$ langsamer, d. h.,

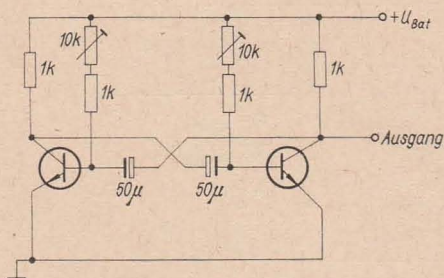


Bild 5.7 Schaltungsbeispiel eines astabilen Multivibrators als Kfz.-Blinkgeber

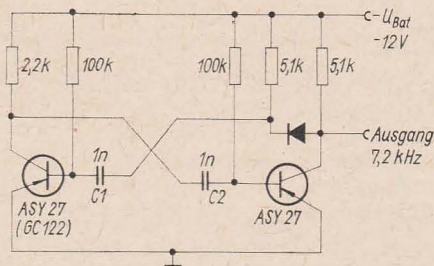


Bild 5.8 Verbesserte Multivibratorschaltung mit Auffangdiode [10]

die Diode ist gesperrt und hindert nicht den schnellen Spannungsanstieg am Kollektor. Sperrt T1 und T2 leitet, so ist auch die Diode leitend, und die Kollektorwiderstände werden parallelgeschaltet. Der Kollektorwiderstand verkleinert sich demzufolge, und der Umladevorgang wird verkürzt — es entstehen steilere Vorderflanken.

Der monostabile Multivibrator

Die Prinzipschaltung des monostabilen Multivibrators zeigt Bild 5.9. Die Basis von T1 liegt an einer schwach negativen Hilfsspannung U_H (etwa $-0,5$ bis -1 V). Damit ist T1 im

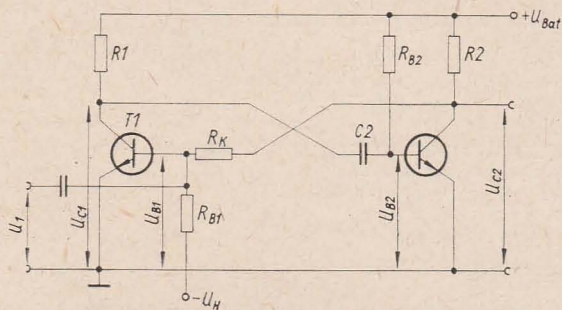


Bild 5.9 Monostabiler Multivibrator

Ruhezustand gesperrt und T2 geöffnet. Die Rückkopplung erfolgt von T2 auf T1 über einen ohmschen Widerstand R_K .

Führt man der Basis von T1 im Zeitpunkt t_1 (Bild 5.10) einen genügend großen positiven Spannungsimpuls zu, so wird T1 schwach leitend. Wegen der bestehenden Rückkopplung findet in sehr kurzer Zeit der erste Kippvorgang durch schnelles Durchschalten von T1 und Sperren von T2 statt. Dabei springt die Kollektorspannung u_{C1} von U_{Bat} auf den Wert $U_{CE sat}$ herab. Dieser negative Spannungssprung wird über C2 an die Basis von T2 übertragen und sperrt T2. Die Kollektorspannung u_{C2} steigt auf den Wert U_{Bat} an. Das alles geschieht noch im Zeitpunkt t_1 .

Die negative Spannung an der Basis von T2 verringert sich nun wegen des Umladevorgangs von C2. Die Zeitkonstante dafür ist:

$$\tau \approx C2 \cdot R_{B2} . \quad (5.11)$$

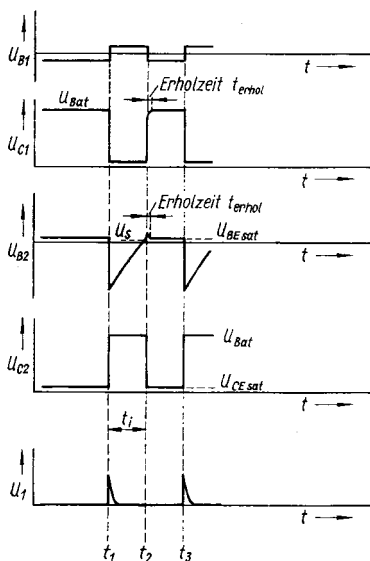


Bild 5.10
Spannungsverläufe
beim monostabilen
Multivibrator

Hat die Basisspannung u_{B2} den Schwellenwert U_s erreicht (Zeitpunkt t_2), dann wird T2 wieder leitend und T1 gesperrt. Damit ist die Ausgangslage wieder hergestellt. Dieser Betriebszustand ist stabil, da wegen der ohmschen Rückkopplung von T2 auf T1 kein Umladevorgang des Koppelkondensators stattfindet und somit die Basisspannung u_{B1} konstant bleibt. Erfolgt im Zeitpunkt t_3 ein erneuter Anstoß durch einen Taktimpuls, so laufen wieder zwei Kippvorgänge selbständig ab. Der erneute Anstoß darf aber nicht unmittelbar nach t_2 kommen, sondern es muß erst eine „Erholzeit“ verstreichen, wenn die Kippvorgänge erneut in der gewünschten Impulsbreite ausgelöst werden sollen. Ursache dafür sind die während des Zeitpunkts t_2 stattfindenden Ausgleichsvorgänge über $C_2 \cdot R_1$. Erfolgt trotzdem ein Auslöseimpuls, bevor die „Erholzeit“ verstrichen ist, so kommt es zu einer Verkürzung der Impulsdauer t_1 .

Die „Erholzeit“ soll betragen:

$$t_{\text{erhol}} \approx (3 \dots 5) \cdot C_2 \cdot R_1. \quad (5.12)$$

Schaltungstechnisch kann der monostabile Multivibrator verändert werden. An Stelle der ohmschen Kopplung über R_k läßt sich die kapazitive Kopplung anwenden. Weiterhin kann die erforderliche Hilfsspannung U_H durch einen gut kapazitiv überbrückten Emitterwiderstand erzeugt werden. Bild 5.11 zeigt den Stromlaufplan einer solchen Schaltung [6]. Der

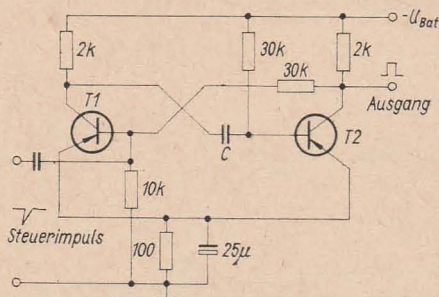


Bild 5.11 Beispiel eines monostabilen Multivibrators

Auslöseimpuls ist jedoch wegen der verwendeten pnp-Transistoren negativ.

Für die Bemessung eines monostabilen Transistormultivibrators sind folgende Formeln wichtig:

Erforderliche Batteriespannung U_{Bat} :

$$U_{\text{Bat}} = u_{C2} + U_{\text{CE sat}} \approx u_{C2}. \quad (5.13)$$

Größe der Kollektorwiderstände $R1$ und $R2$:

$$\begin{aligned} R1 &\approx \frac{U_{\text{Bat}}}{I_{\text{C sat}}}, \\ R2 &\approx \frac{U_{\text{Bat}}}{I_{\text{C sat}} + I_q}, \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$\text{mit } I_q \approx 5 \cdot I_{\text{B sat}}.$$

Größe von R_{B2} :

$$R_{B2} \approx B2 \cdot R2. \quad (5.15)$$

Impulsdauer t_1 :

$$t_1 \approx \tau \cdot \ln 2 \approx 0,69 \cdot R_{B2} \cdot C2. \quad (5.16)$$

Größe von R_k :

$$R_k = \frac{U_{\text{Bat}} - R2 \cdot (I_q + I_{B1 \text{ sat}}) - U_{\text{BE sat}}}{I_q + I_{\text{BE sat}}}, \quad (5.17)$$

$$\text{mit } I_{B1 \text{ sat}} = \frac{I_{C1 \text{ sat}}}{B1}, B1 - \text{Stromverstärkung von T1,}$$

$$I_q \approx 5 \cdot I_{B1 \text{ sat}}.$$

Größe von R_{B1} :

$$R_{B1} = \frac{U_{\text{BE sat}} + U_H}{I_q}. \quad (5.18)$$

Maximaler Basisstrom:

$$I_{\text{B sat}} = \frac{I_{\text{C sat}}}{B}. \quad (5.19)$$

Der bistabile Multivibrator

Werden beim astabilen Multivibrator die Koppelkondensatoren $C1$ und $C2$ durch ohmsche Widerstände ersetzt und die Basis der Transistoren an eine negative Hilfsspannung angelegt, so erhält man einen rückgekoppelten Gleichspannungsverstärker — den bistabilen Multivibrator.

Die Hilfsspannung kann auch, wie schon beim monostabilen Multivibrator gezeigt, durch einen Emitterblock $R_E C_E$ erzeugt werden. Bild 5.12 zeigt das Prinzipschaltbild des bistabilen Multivibrators.

Der bistabile Multivibrator kann sich nicht selbst erregen, da die Schleifenverstärkung im Ruhezustand gleich Null ist. Durch die von außen angelegten Steuerimpulse springt er zwischen zwei stabilen Dauerzuständen hin und her (Flip — Flop). Die Wirkungsweise ist ähnlich der des monostabilen Multivibrators, nur daß in diesem Fall wegen der nicht vorhandenen Koppelkondensatoren die Zeitkonstanten nicht auftreten.

Ausgegangen wird wieder davon, daß einer der beiden Transistoren gesperrt (z. B. $T1$), der andere ($T2$) leitend ist. Durch Anlegen eines positiven Steuerimpulses im Zeitpunkt t_1 an den Eingang von $T1$ wird dieser geöffnet und $T2$ gesperrt.

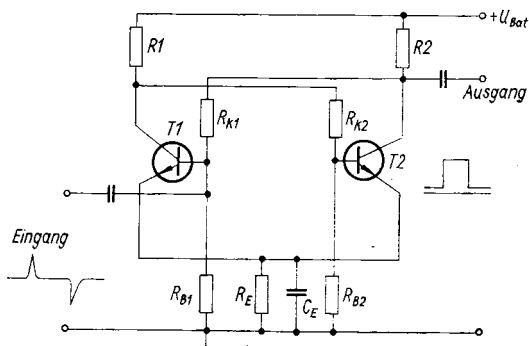


Bild 5.12 Bistabiler Multivibrator

Die Ausgangsspannung an T2 springt von Null auf den Wert U_{Bat} (Bild 5.13). In diesem Zustand verharrt die Schaltung so lange, bis ein zweiter, jetzt aber negativer Steuerimpuls im Zeitpunkt t_2 angelegt wird.

Nun springt die Schaltung in die erste Lage zurück, d. h., T1 wird gesperrt und T2 wird leitend. Die Ausgangsspannung springt wieder auf den Wert Null zurück. Es muß erwähnt werden, daß die Ausgangsspannung nicht vollkommen auf Null zurückgeht, wenn zur Erzeugung der Hilfsspannung der in der Schaltung nach Bild 5.12 gezeigte Emitterblock verwendet wird. Sie geht dann nur auf den Wert

$$U_{\text{CE sat}} + U_{\text{RE}} \approx U_{\text{RE}}$$

zurück. Bei einer Schaltung mit einer separaten Hilfsspannung sinkt die Ausgangsspannung dagegen bis auf Null ab.

Diese Ansteuerung mit Steuerimpulsen wechselnder Polarität nennt man die unsymmetrische oder asymmetrische Ansteuerung. Es ist auch möglich, die Steuerung mit Impulsen gleicher Polarität durchzuführen. In diesem Fall müssen die Steuerimpulse abwechselnd dem einen oder anderen Transistor zugeleitet werden. Das ist die symmetrische Steuerung.

Werden positive Steuerimpulse verwendet, so sind sie dem jeweils gesperrten Transistor, negative Impulse dagegen dem jeweils geöffneten Transistor zuzuführen (bei Verwendung von npn-Transistoren).

Bild 5.14 zeigt den Stromlaufplan eines bistabilen Multivibrators [9].

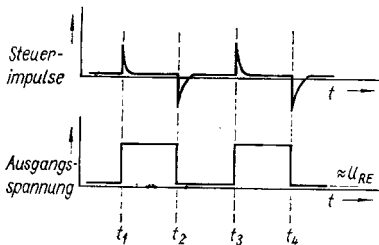


Bild 5.13
Ausgangsspannung
des bistabilen
Multivibrators in
Abhängigkeit der
Steuerimpulse

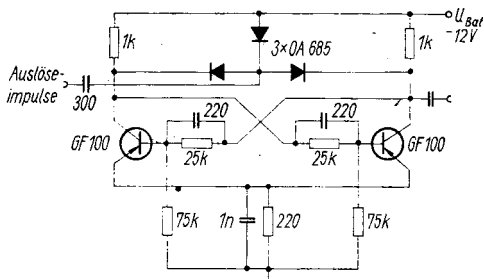


Bild 5.14 Praktische Schaltung eines bistabilen Multivibrators

Angesteuert wird bei dieser Schaltung über Dioden im Kollektorkreis. Die gegenüber der Prinzipschaltung eingesetzten und den Rückkoppelwiderständen parallelgeschalteten Kondensatoren dienen zum Beschleunigen des Umklappvorgangs. Da der bistabile Multivibrator als Untersetzter (2:1) arbeitet (zwei Eingangsimpulse — ein Ausgangsimpuls), wird er vorwiegend als Frequenzteiler eingesetzt. Eine Hintereinanderschaltung mehrerer bistabiler Multivibratoren (Binärstufen) erhöht das Untersetzungsverhältnis. Auf diese Weise ist beim Zusammenschalten von z. B. sechs Multivibratoren die Gesamtuntersetzung $2^6 = 64$.

5.2. Sägezahngeneratoren

Die Erzeugung von sägezahnförmigen Impulsen beruht auf dem Prinzip der Kondensatorentladung (Bild 5.15). Durch die Gleichspannung U_{Bat} wird der Kondensator C über den Widerstand R bei geöffnetem Schalter S nach einer e-Funktion bis zum Maximalwert $u_{C\max}$ aufgeladen. Wird S geschlossen, so entlädt sich C über den Durchlaßwiderstand R_D des Schalters wieder nach einer e-Funktion bis auf den Wert $u_{C\min}$. Es entsteht die in Bild 5.15b dargestellte Sägezahnspannung mit der Aufladezeitkonstante $\tau_H = R \cdot C$ und der Entladezeitkonstante $\tau_R = R_D \cdot C$. Im Sägezahngenerator übernehmen elektronische Bauelemente die Funktion des Schalters.

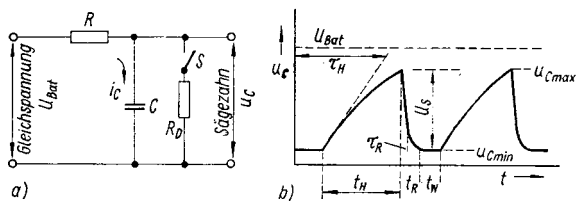


Bild 5.15 Prinzip der Kondensatorentladung; a — Schaltung, b — Ausgangsspannung

Aus Bild 5.15b geht hervor, daß die Linearität des „Sägezahns“ völlig unzureichend ist. Eine solche Spannung würde z. B. bei Anwendung in einem Oszillografen den Leuchtpunkt anfangs sehr schnell (steiler Anstieg des „Sägezahns“) und später relativ langsam (flacher Anstieg des „Sägezahns“) über den Leuchtschirm bewegen. Das führt zu falschen Darstellungen der Zeitverhältnisse.

Der Grund für den nichtlinearen Anstieg der Sägezahnspannung der einfachen RC-Schaltung ist, daß der Ladestrom des Kondensators nicht konstant ist. Der Strom i_C durch C ergibt sich aus

$$i_C = i_R = \frac{u_R}{R} = \frac{U_{\text{Bat}} - u_C}{R}. \quad (5.20)$$

Da aber u_C mit der Zeit ansteigt, nimmt u_R ständig ab, und somit wird i_C kleiner. Der Kondensator erhält damit immer weniger Ladung zugeführt, und die Ausgangsspannung u_C ist nicht mehr zeitproportional.

In der praktischen Schaltung wird deshalb der Erzielung einer guten Linearität besonderes Augenmerk gewidmet. Das Hauptproblem ist, eine solche schaltungstechnische Lösung zu finden, die den Ladestrom zeitlich konstant hält.

Die wichtigsten Schaltungen dafür sind die

- Konstantstromladeschaltung und die
- Schaltung mit der „mitlaufenden Spannung“.

Bei der *Konstantstromladeschaltung* wird der Ladewiderstand R

durch einen Ladetransistor (oder eine Ladepentode bei Röhrensaltungen) T1 ersetzt (Bild 5.16). Durch den nahezu horizontalen Verlauf der I_C/U_{CE} -Kennlinien ist der Kollektorstrom, der zugleich den Ladestrom darstellt, annähernd konstant und ändert sich demzufolge nicht mit der Spannung U_{CE} bzw. U_{Bat} . Bild 5.17 zeigt die Möglichkeit des Einsatzes eines Entladetransistors an Stelle des Schalters S. Der Entladetransistor wird durch Rechteckimpulse abwechselnd auf- und zugesteuert.

Das Verfahren der mitlaufenden Spannung beruht auf der Tatsache, daß der Gleichspannung U_{Bat} eine zusätzliche Spannung u_z in Reihe geschaltet wird (Bild 5.18). Dabei ist u_z veränderlich und hat in jedem Zeitmoment die gleiche Größe wie u_C , aber entgegengesetzter Polarität.

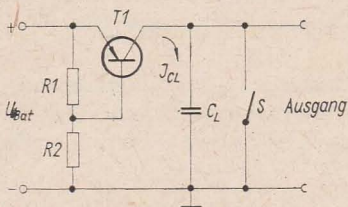


Bild 5.16
Konstantstromlade-
schaltung mit Lade-
transistor

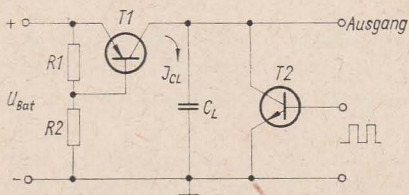


Bild 5.17
Konstantstromlade-
schaltung mit Lade-
und Entladetransistor

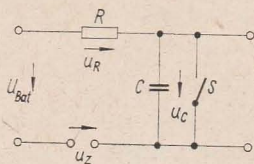


Bild 5.18
Zum Verfahren der
mitlaufenden Span-
nung

Ausgehend von Gl. (5.20) geht es wieder darum, den Strom i_C konstant zu halten:

$$i_C = \frac{U_{\text{Bat}} - u_C}{R}.$$

Nach Bild 5.18 kann folgende Gleichung aufgestellt werden:

$$U_{\text{Bat}} + u_Z = u_R + u_C,$$

oder nach u_R umgestellt:

$$u_R = U_{\text{Bat}} + u_Z - u_C = U_{\text{Bat}} = \text{konstant}, \quad (5.21)$$

wenn u_Z und u_C die gleiche Größe haben und sich damit ständig aufheben. Der Strom i_C wird damit konstant und beträgt:

$$i_C = \frac{U_{\text{Bat}}}{R}.$$

Die Erzeugung der zusätzlich mitlaufenden Spannung u_Z wird praktisch realisiert durch einen Verstärker, der entsprechend in die RC-Grundsaltung eingefügt ist. Er soll einen hohen Eingangswiderstand haben, damit kein bzw. nur ein sehr kleiner Strom aufgenommen wird.

Je nach Art der Einschaltung des Verstärkers in die RC-Schaltung unterscheidet man die zwei Sägezahngeneratoren

- die *Bootstrap*-Schaltung und die
- *Miller*-Schaltung.

Die *Bootstrap*-Schaltung

Bild 5.19 zeigt das Prinzip und die technische Realisierung der *Bootstrap*-Schaltung. Dem Verstärker wird die sägezahnförmige Spannung $u_1 = u_C$ zugeführt. Die Ausgangsspannung $u_2 = v \cdot u_1 = v \cdot u_C$ wird gleichsinnig der Batteriespannung U_{Bat} aufgestockt. Es gelten die Maschenregeln:

$$u_R + u_C = U_{\text{Bat}} + u_Z = U_{\text{Bat}} + v \cdot u_C$$

oder

$$u_R = U_{\text{Bat}} + u_C \cdot (v - 1).$$

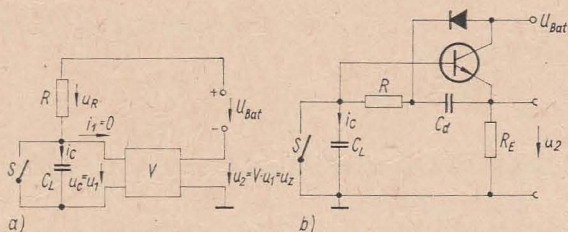


Bild 5.19 *Bootstrap-Schaltung*; a — Prinzip, b — Schaltung mit Transistor

Der Strom i_C ist damit:

$$i_C = \frac{u_R}{R} = \frac{U_{Bat} + (v - 1) \cdot u_C}{R}. \quad (5.23)$$

Ist die Verstärkung $v = 1$, wird der Ausdruck $(v - 1) \cdot u_C$ zu Null, und der Ladestrom bleibt konstant.

Die Miller-Schaltung

Bei der *Miller-Schaltung* (Bild 5.20) ist die Ausgangsspannung u_2 gegenüber der Eingangsspannung u_1 in der Phase gedreht. Die Verstärkung muß sehr groß sein, damit u_2 annähernd u_C wird. u_2 läuft dann mit u_C mit und kompensiert sie wegen der entgegengesetzten Phasenlage. Der Ladestrom ist damit wieder konstant.

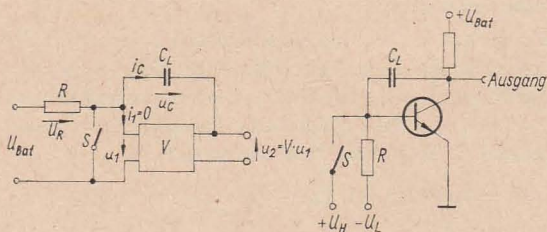


Bild 5.20 *Miller-Schaltung*; a — Prinzip, b — Schaltung mit Transistor

Man kann ansetzen:

$$u_1 = u_C - u_2 = u_C - v \cdot u_1,$$

oder:

$$u_1 = \frac{u_C}{1 + v}$$

und

$$u_2 = v \cdot u_1 = \frac{v}{1 + v} \cdot u_C. \quad (5.24)$$

Für den Fall einer sehr großen Verstärkung gilt für die Masche des Verstärkereingangs:

$$u_R = U_{\text{Bat}} - u_1 = U_{\text{Bat}} - \frac{u_C}{1 + v},$$

und für den Strom i_C :

$$i_C = i_R = -\frac{U_{\text{Bat}} - \frac{u_C}{1 + v}}{R} = -\frac{U_{\text{Bat}}}{R} - \frac{u_C}{(1 + v) \cdot R}. \quad (5.25)$$

Der entstehende Linearitätsfehler des „Sägezahns“ hängt also vom Ausdruck $u_C/(1 + v) \cdot R$ ab. Mit steigender Verstärkung wird dieser Ausdruck immer kleiner und somit die Linearität besser. Bild 5.21 zeigt den Stromlaufplan eines *Miller*-Integrators mit Transistor [14].

Auf weitere Schaltungsvarianten (Einsatz von Tunneldioden, Komplementärtransistoren, Erzeugung von fallenden und steigenden Sägezahnspannungen usw.) muß im Rahmen dieser Broschüre aus Platzgründen verzichtet werden.

5.3. Schmitt-Trigger

Der *Schmitt*-Trigger ist eine Impulsformerstufe. Er wandelt eine Eingangsspannung beliebiger Kurvenform in eine recht-

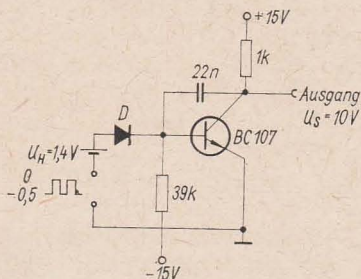


Bild 5.21
Einfacher Sägezahn-
generator mit
Transistor

eckförmige Ausgangsspannung um. Bild 5.22 zeigt das Prinzipschaltbild des *Schmitt*-Triggers mit Transistoren. Er ist ein zweistufiger Verstärker mit positiver Rückkopplung. Die Kopplung von T1 auf T2 erfolgt über den Spannungsteiler R_K/R_B ; die Rückkopplung von T2 auf T1 über den gemeinsamen Emittterwiderstand R_E .

Die Wirkungsweise der Schaltung:

Im Normalfall ist im Ruhezustand T1 gesperrt und T2 leitend. Das Kollektorpotential von T1 ist nahezu $+U_{\text{Bat}}$. Die Ausgangsspannung u_2 hat den Wert

$$u_2 \min = U_{RE} + U_{CE \text{ sat}} = R_E \cdot I_{E2 \text{ max}} + U_{CE \text{ sat}}.$$

Legt man nun eine Eingangsspannung u_1 , die positiv ansteigt,

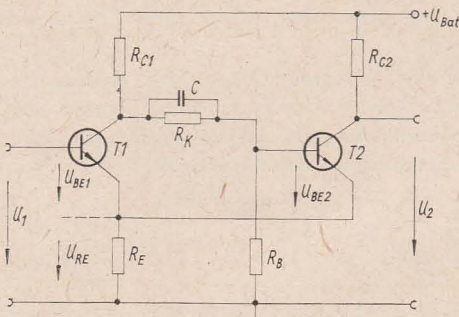


Bild 5.22 Prinzipschaltbild des *Schmitt*-Triggers

an die Basis von T1, so wird, wenn diese den Schwellenwert U_s (etwa 0,6 V bei Si-Transistoren) von T1 erreicht und überschreitet, T1 leitend. Es beginnt ein schwacher Kollektorstrom zu fließen. Dieser ruft an R_{C1} einen Spannungsabfall hervor, und das Kollektorpotential von T1 wird kleiner. Diese Kollektorspannungsabsenkung überträgt sich auf die Basis von T2, und die Basisvorspannung nimmt ab. Damit sinkt auch der Kollektorstrom i_{C2} , und der Spannungsabfall am gemeinsamen Emitterwiderstand R_E wird niedriger. Das kommt einer Vergrößerung der Eingangsspannung von T1 gleich, und der Transistor T1 gelangt nun rasch in den leitenden Zustand. Das ist der erste Kippvorgang. Eine weitere Vergrößerung der Eingangsspannung u_1 bewirkt keine Änderung mehr. Es gilt jetzt:

$$i_{C1} = I_{C \text{ sat}}, \quad i_{C2} = 0, \quad u_2 = U_{\text{Bat}}.$$

Sinkt die Eingangsspannung u_1 wieder ab, so kippt die Schaltung bei einem bestimmten Wert von u_1 wieder in ihre Ausgangslage zurück. Das ist dann der Fall, wenn die Eingangsspannung soweit absinkt, daß u_{BE2} positiv wird und den Schwellenwert U_s von T2 erreicht und überschreitet. Durch die bestehende Rückkopplung kippt die Schaltung schnell in die Ruhelage zurück. Der Kondensator C unterstützt diesen Vorgang.

Aus Bild 5.23 geht hervor, daß der Kippschwellenwert u_1 höher liegt als der Kippschwellwert u_1 . Diese Differenz wird als Hysterese bezeichnet. Die Ursache für die unterschiedlichen

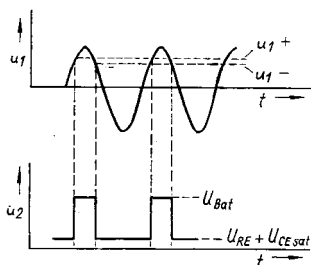


Bild 5.23
Umformung einer
Sinusschwingung in
eine Rechteck-
schwingung mit dem
Schmitt-Trigger

Kippschwellenwerte liegt darin begründet, daß sich die Transistoren wegen der hohen Schleifenverstärkung beim Kippen gegenseitig weit in den übersteuerten Bereich treiben.

Die Anwendung des *Schmitt*-Triggers ist sehr vielseitig. Neben dem Einsatz als Impulsformer wird er häufig wegen des vorhandenen und genau festzulegenden Schaltpunkts als Schaltstufe für Regelzwecke verwendet. Zu beachten ist der Einsatz in Digitalschaltungen, da seine Ausgangsspannung nicht auf Null zurückgeht (Bild 5.23).

In Bild 5.24 ist der Stromlaufplan eines *Schmitt*-Triggers dargestellt.

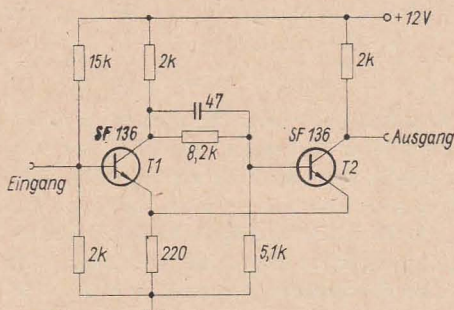


Bild 5.24 Schaltungsbeispiel eines *Schmitt*-Triggers

6. Literaturverzeichnis

- [1] *Schröder, H.*: Elektrische Nachrichtentechnik, Band I; Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin-Borsigwalde 1964
- [2] *Dobesch, H.*: Impulstechnik; VEB Verlag Technik, Berlin 1964, Kleine Bibliothek für Funktechniker
- [3] *Schröder, H.*: Elektrische Nachrichtentechnik, Band II; Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin-Borsigwalde 1966
- [4] *Herrfurth, J.*: Bauanleitung für einen Tongenerator; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1958, H. 10
- [5] *Raschkowitsch, A.*: Elektronengekoppelter Oszillator; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1955, H. 5, S. 157
- [6] *Fischer, H.-J.*: Transistortechnik für den Funkamateurl; Verlag Sport u. Technik, Neuenhagen 1962
- [7] *Hübl, H.*: SSB-Transistor-VFO 5 MHz — 5,5 MHz mit einer Frequenzstabilität besser als 50 Hz je Stunde; Zeitschrift „FUNKAMATEUR“, 1969, H. 11
- [8] *Raschkowitsch, A.*: Entdämpfung und Schwingungserzeugung durch Mitkopplung; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1955, H. 3, S. 94
- [9] *Fischer, H.-J.*: Einführung in die Dioden- und Transistortechnik, Teil II; Band 105 der Reihe „electronica“, Militärverlag der DDR, Berlin 1971
- [10] *Frey, H.*: Meßeinrichtung zum Messen des transformierten Antennenwiderstandes; Großer Beleg an der HfV Dresden, 1969
- [11] *Amthor, W., A. Rudoff*: Schwingungserzeugung; VEB Verlag Technik, Berlin 1969, Kleine Bibliothek für Funktechniker
- [12] —: Telefunken-Laborbuch Bd. I, Franzis-Verlag, München 1964
- [13] *Taeger, W.*: RL- und RC-Generatoren; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1955, H. 16

- [14] *Schröder, H.*: Elektrische Nachrichtentechnik, Bd. III; Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin-Borsigwalde 1972
- [15] *Negelein, R.*: Die Erzeugung von Impulsen durch rückgekoppelte Röhrensysteme; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1959, H. 10 und H. 11
- [16] *Elsasser, M., R. Hoffmann*: Elektronischer Blinkgeber für Kfz; Zeitschrift „radio-fernsehen-elektronik“, 1972, H. 14
- [17] *Taeger, W.*: Fernsehgrundfunk; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1956, H. 8, S. 248
- [18] *Kühne, H.*: Sinus- und Impulsgeneratoren, Band 107 der Reihe „electronica“, Militärverlag der DDR, Berlin 1971
- [19] *Streng, K.*: Einige interessante RC-Filter; Zeitschrift „Radio und Fernsehen“, 1958, H. 20, S. 603
- [20] *Reißmüller*: Der Transistoroszillator bei hohen Frequenzen; Techn. Mitt. des Instituts für Halbleitertechnik Teltow, H. 62, T 14
- [21] *Kammerloher, J.*: Transistoren II; C. F. Wintersche Verlagshandlung, 1963
- [22] —: Prospekt Schwingquarze; VEB Carl Zeiss Jena, 1965
- [23] —: Telefunken-Laborbuch Bd. III, Franzis-Verlag, München 1964

